PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1912. Redaktionsschluß für No. 4 am 2. Februar 1912. 13. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Debye, Einige Resultate einer kinetischen Theorie der Isolatoren. S. 97.

A. W. Ewell, Rotationspolarisation durch Torsion. S. 100.

Ch. L. u. F. A. Lindemann, Die Abhängigkeit des Durchdringungsvermögens der Röntgenstrahlen von Druck und Gasinhalt. S. 104.

K. Przibram, Einige Bemerkungen über Ladungsbestimmungen an Nebelteilchen. S. 106.

M. Dieckmann, Das Elektrometerwehr. S. 108.

W. Knoche, Bestimmung des Emanationsgehalts im Meerwasser und der induzierten Aktivität der Luft zwischen der chilenischen Küste und der Osterinsel. S. 112.

L. Geiger u. B. Gutenberg, Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus der Intensität longitudinaler und transversaler Erdbebenwellen. S. 115.

M. Laue, Zwei Einwände gegen die Relativitätstheorie und ihre Widerlegung. S. 118.

N. Campbell, Relativitätsprinzip und Äther. S. 120.

Zusammenfassende Berichte:

H. du Bois, Der verallgemeinerte Zeemaneffekt in selektiv absorbierenden Körpern. S. 128.

Tagesereignisse. S. 136.

Personalien. S. 136.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Einige Resultate einer kinetischen Theorie der Isolatoren.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von P. Debye.

§ 1. Einleitung.

Die heutzutage allgemein verbreitete Ansicht über den Aufbau eines Dielektrikums besteht bekanntlich darin, daß man im Inneren der den Körper zusammensetzenden Moleküle Elektronen annimmt, welche durch eine der Entfernung von der Ruhelage proportionale Kraft an dieselbe gefesselt sind. Wirkt nun ein elektrisches Feld im Inneren des Körpers, so sollen dadurch die Elektronen aus ihrer Ruhelage verschoben werden und so eine dielektrische Polarisation des Körpers bedingen. Die Erfolge dieser Hypothese für die Theorie der Dispersion und des Zeeman-Effektes sind unbestreitbar; dennoch wird dieselbe, wie wir zeigen wollen, nicht allen bekannten Tatsachen gerecht. Am klarsten und einfachsten tritt die Unzulänglichkeit jener Hypothese hervor, sobald man die Frage nach der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante stellt. Die übrigens verhältnismäßig spärlichen Beobachtungen, welche zur Beantwortung dieser Frage hauptsächlich von Abegg und Seitz[1]), Hasenöhrl[2]), Baedeker[3]), Tangl[4]) und Ratz[5]) angestellt wurden, zeigen, daß die Dielektrizitätskonstante ε mit abnehmender Temperatur sehr stark zunimmt. So ist z. B. für Äthylalkohol bei der absoluten Temperatur $T = 293$, $\varepsilon = 25{,}8$, während bei einer um 140° tieferen Temperatur ($T = 153$) schon $\varepsilon = 54{,}6$, also mehr als das Doppelte, erreicht wird. Versucht man andererseits auf Grund der oben genannten Hypothese eine kinetische Theorie der Isolatoren auszubilden, so führt dieselbe zum Resultat, daß die Dielektrizitätskonstante von der Temperatur ganz unabhängig ist.

Zum Verständnis dieses Widerspruchs könnte man zwei Wege versuchen. Erstens würde man zweifeln können an der Richtigkeit der ganz im Sinne der statistischen Mechanik geführten Berechnung und aus der Diskrepanz auf ein erneutes, heutzutage ja nicht mehr befremdendes Fiasko der statistischen Mechanik schließen. Zweitens aber kann man versuchen, die Grundhypothese über die Konstitution der Isolatoren abzuändern bzw. zu vervollständigen. Diesen zweiten Weg haben wir eingeschlagen; der Erfolg zeigt, daß er der richtige ist. Die Annahme:

Im Inneren der Isolatoren sind nicht allein elastisch gebundene Elektronen, sondern auch fertige Dipole von konstantem elektrischen Moment vorhanden,

setzt uns tatsächlich in den Stand, die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante auf Grund der klassischen, statistischen Mechanik in durchaus befriedigender Weise zu erklären[1]). Dies gilt wenigstens, soweit die bisherigen Be-

1) R. Abegg und W. Seitz, Zeitschr. f. phys. Chemie **29**, 242 u. 491, 1899.

2) F. Hasenöhrl, Wiener Ber. **105**, 460, 1896.

3) K. Baedeker, Zeitschr. f. phys. Chemie **36**, 305, 1901.

4) K. Tangl, Ann. d. Phys. **10**, 748, 1903.

5) F. Ratz, Zeitschr. f. phys. Chemie **19**, 94, 1896.

1) Die Theorie wurde durchgeführt unter der Annahme, daß das elektrische Moment keine Temperatur-Abhängigkeit zeigt. Inwiefern man dazu berechtigt ist, wird in der ausführlichen Publikation diskutiert.

obachtungen reichen. Für noch tiefere Temperaturen sind wir allerdings berechtigt, die betreffenden Resultate zu bezweifeln, in Analogie zu den von Perrier festgestellten Abweichungen der magnetischen Suszeptibilität vom Curie-Langevinschen Gesetz.

§ 2. Die Resultate der Rechnung.

Wir gehen aus von der in der Einleitung genannten Hypothese, wonach also jedes Molekül

a) Elektronen enthält, welche durch elastische Kräfte an ihre Ruhelage gebunden sind,

b) außerdem noch ein unveränderliches, elektrisches Moment vom Betrage m besitzt.

Berechnet man dann die Polarisation P, welche unter Einwirkung einer Feldstärke E entsteht, so findet man einen zweigliedrigen Ausdruck. Der erste Summand dieses Ausdruckes mißt die Wirkung der „Verschiebungselektronen" und ist von der Temperatur unabhängig. Er sei mit $(\varepsilon_0 - 1)E$ bezeichnet. Der zweite Summand hat die Curie-Langevinsche Form $E \cdot a/T$, wobei a eine Konstante und T die absolute Temperatur bedeutet. Hiernach ist für Gase:

$$P = E(\varepsilon_0 - 1) + E\frac{a}{T}, \tag{1}$$

so daß die dielektrische Verschiebung D gleich wird:

$$D = P + E = E\left(\varepsilon_0 + \frac{a}{T}\right) \tag{2}$$

und wir für die Dielektrizitätskonstante erhalten:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{a}{T} \tag{3}$$

Gleichung (1) gilt dann, wenn die Temperaturänderungen bei festgehaltenem Volumen ausgeführt werden. Beziehen sich die Beobachtungen auf konstanten Druck, so ist die Variabilität des Volumens mit in Rechnung zu ziehen. Für ideale Gase würde man z. B. für die Differenz $\varepsilon - 1$ einen Ausdruck haben von der Form[1])

$$\varepsilon - 1 = \frac{\alpha}{T} + \frac{\beta}{T^2}. \tag{3'}$$

Versucht man nun die Formel (3) auf die Abegg-Seitzschen Beobachtungen an Flüssigkeiten anzuwenden, so gelangt man zu keinem befriedigenden Resultat. Dieses wird erst erreicht, sobald man nicht allein die „äußere" elektrische Feldstärke als Maß für die im Inneren des Körpers wirkende Kraft ansieht, sondern in üblicher Weise noch die Wirkung des erzeugten Molekularfeldes mit berücksichtigt. Mißt man die durch das Molekularfeld hervorgerufene Kraft[1]) durch $P/3$, so findet man zur Berechnung von P in erster Näherung für kleine Feldstärken die Formel:

$$P = \left(E + \frac{P}{3}\right)\Theta, \tag{4}$$

wobei Θ eine Temperaturfunktion bedeutet von der Form

$$\Theta = 3b + \frac{3a}{T}; \tag{5}$$

a und b sind Konstanten, über die weiter unten noch die Rede ist. Berechnet man nun aus (4) und (5) die Dielektrizitätskonstante ε unter Benutzung der Formeln

$$D = E + P = \varepsilon E,$$

so folgt

$$\varepsilon = \frac{1 + 2\frac{\Theta}{3}}{1 - \frac{\Theta}{3}} \tag{6}$$

Mit Rücksicht auf (5) kann man statt dessen auch schreiben

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{\Theta}{3} = \frac{a}{T} + b, \tag{7}$$

oder schließlich:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} T = a + bT. \tag{7'}$$

In Worten:

Das Produkt des charakteristischen Ausdruckes $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ mit der absoluten Temperatur T ist eine lineare Funktion von T[2]).

§ 3. Vergleich mit der Erfahrung.

Die Diskussion der Formel (3) für Gase behalten wir für die ausführliche Publikation vor; hier sollen nur die Ergebnisse der Vergleichung von Formel (7') mit den Seitz-Abeggschen Beobachtungen an Hand einer Figur erläutert werden. Die betreffenden Be-

1) Für die genauere Diskussion sei sowohl hier wie im folgenden auf die demnächst an anderer Stelle erscheinende ausführliche Publikation verwiesen.

1) Für die Berechnung dieser Kraft vergl. man z. B. H. A. Lorentz, The theory of electrons, Teubner 1909, S. 303, Note 54.

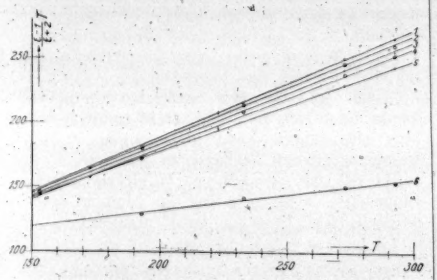
2) Wir benutzen den Satz in der angegebenen Form, weil wir im folgenden nur Flüssigkeiten bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen in den Kreis der Betrachtungen ziehen, deren Wärmeausdehnung wir vernachlässigen wollen. Streng genommen lautet der Satz:

Das Produkt des Clausius-Mosottischen Ausdrucks $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\frac{1}{\varrho}$ (ϱ bedeutet die Dichte) mit der absoluten Temperatur T ist eine lineare Funktion der letzteren.

obachtungen beziehen sich auf die fünf Alkohole: Methylalkohol, Äthylalkohol, Propylalkohol, Isobutylalkohol, Amylalkohol und auf Äthyläther. Die Temperaturen, bei denen Beobachtungen angestellt wurden, erstrecken sich von $T = 153$ bis $T = 293$. Berechnet man nun die Größe[1])

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} T$$

und trägt die so erhaltenen Zahlen als Ordinaten zur Temperaturachse auf, so bekommt man das Bild der Figur. Die Temperatur-



achse fängt bei $T = 150$ an, die vertikale Achse, längs welcher die Werte des Ausdrucks $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} T$ aufgetragen sind, fängt beim Werte 100 an. Man sieht auf den ersten Blick, daß die beobachteten Punkte sich nicht wesentlich von den eingezeichneten geraden Linien entfernen[2]), d. h. Formel (7′) wird durch die Beobachtung bestätigt. Die Konstante a ist gleich der von der Ordinate in $T = 0$ abgeschnittenen Höhe, b ist gleich der Tangente des Neigungswinkels. Um einen Überblick über diese Werte zu geben, folgt Tabelle 1, welche ohne weiteres verständlich sein dürfte.

Tabelle 1.

		a	b
1	Methylalkohol	18	0,85
2	Äthylalkohol	20	0,82
3	Propylalkohol	21	0,80
4	Isobutylalkohol	29	0,76
5	Amylalkohol	32	0,72
6	Äthyläther	80	0,25

Extrapoliert man Formel (7) bis zu so niedrigen Werten von T, daß $\frac{\Theta}{3} = 1$ wird, d. h. so weit, daß T gleich einer kritischen Temperatur T_k wird, definiert durch

$$\frac{a}{T_k} + b = 1$$

oder

$$T_k = \frac{a}{1 - b}, \qquad (8)$$

so würde $\varepsilon = \infty$ folgen. In Wirklichkeit ist natürlich die Extrapolation unberechtigt. Dennoch hat die kritische Temperatur T_k selbst eine wichtige Bedeutung. Würde man die Temperatur T unter T_k heruntersinken lassen, so zeigt die ausführliche Theorie, daß dann auch ohne äußeres Feld eine Polarisation im Innern des Körpers vorhanden sein kann, d. h. man würde eine remanente dielektrische Polarisation beobachten können. In den mir bis jetzt bekannten Fällen kann man praktisch nicht so weit kommen. Ehe nämlich $T = T_k$ erreicht wird, werden die Flüssigkeiten fest und dann hört die Gültigkeit der Beziehung (7) bzw. (7′) auf, da die Moleküle jetzt nicht mehr frei drehbar sind. Für das, was man über solche feste Körper sagen kann, verweise ich ebenfalls auf die ausführliche Publikation. Es sei nur noch bemerkt, daß die kritische Temperatur T_k die analoge Rolle spielt, wie der sogenannte Curiesche Punkt bei den ferromagnetischen Körpern.

§ 4. Physikalische Bedeutung der Konstanten a und b. Berechnung des elementaren elektrischen Moments.

Die Neigung der Geraden in der Figur gegen die horizontale Achse wird bedingt durch das Vorhandensein von „Verschiebungselektronen". Würden diese allein vorhanden sein, so hätte man $a = 0$ und statt (7′) die Formel

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = b, \qquad (9)$$

d. h. also, wie schon in der Einleitung hervorgehoben wurde, ε würde in Widerspruch mit den Beobachtungen, unabhängig von der Temperatur, gefunden werden.

Ist die Ladung der „Verschiebungselektronen" e und gibt es N_1, welche mit einer Kraft f_1, für die Einheit der Verschiebung gerechnet, in die Ruhelage zurückgezogen werden, N_2 mit der Kraft f_2 usw., so kann man b auch durch diese Größen ausdrücken in der Form:

$$3b = \sum_p \frac{N_p e^2}{f_p}. \qquad (10)$$

Die Größe $1 + 3b$ würde also gleich der Dielektrizitätskonstante sein, wenn a) nur Ver-

1) Die in Landolt-Börnstein, S. 764 ff., angegebenen Zahlen wurden zugrunde gelegt.

2) Die Zahlen 1, 2 usw. der Figur beziehen sich auf die verschiedenen Stoffe in der oben genannten Reihenfolge. Die beobachteten Punkte sind abwechselnd durch Kreise und Kreuze markiert.

schiebungselektronen vorhanden wären und b) die Wirkung der Moleküle aufeinander zu vernachlässigen wäre.

Hier interessiert indessen hauptsächlich die Konstante a. Nimmt man an, daß alle Moleküle mit demselben festen elektrischen Moment m ausgestattet sind und nennt N die Anzahl Moleküle pro cm³, so ergibt sich für a die Beziehung:

$$a = \frac{N m^2}{9 k}; \qquad (11)$$

k ist dabei die universelle Konstante, mit welcher man den Logarithmus der Wahrscheinlichkeit eines Systems zu multiplizieren hat, um die Entropie zu bekommen. Sie beträgt nach Planck[1]) $1{,}346 \cdot 10^{-16}$ erg. Die Zahl der Moleküle N pro cm³ berechnet sich aus der Dichte der Substanz, dem Molekulargewicht und der bekannten Masse eines Wasserstoffatoms[1]) ($1{,}63 \cdot 10^{-24}$ g). Unter Benutzung der beobachteten Werte für die Dichte bei gewöhnlicher Temperatur berechneten wir nun die Werte von m nach der aus (11) folgenden Formel:

$$m = \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{k a}{N}}.$$

Den Faktor $1/\sqrt{4\pi}$ fügten wir rechts hinzu, um zu gewöhnlichen elektrostatischen Einheiten überzugehen, dem Umstande entsprechend, daß die früheren Formeln sich auf rationelle Einheiten beziehen, für welches System ja die Einheit der Elektrizitätsmenge $\sqrt{4\pi}$ mal kleiner ist, als die gewöhnliche elektrostatische Einheit. Die Zahlen für m haben die Dimension $g^{1/2}\,cm^{5/2}\,sec^{-1}$, sie sind in der folgenden Tabelle 2 für die früher genannten Flüssigkeiten sowie für einige weitere zusammengestellt.

Tabelle 2.

Name	Chemische Formel	m
Methylalkohol	$CH_3 \cdot OH$	$3{,}4 \cdot 10^{-19}$
Athylalkohol	$C_2H_5 \cdot OH$	$4{,}3 \cdot 10^{-19}$
Propylalkohol	$C_3H_7 \cdot OH$	$5{,}0 \cdot 10^{-19}$
Isobutylalkohol	$(CH_3)_2 \cdot CH \cdot CH_2OH$	$6{,}5 \cdot 10^{-19}$
Amylalkohol	$C_5H_{11} \cdot OH$	$7{,}9 \cdot 10^{-19}$
Wasser	$H \cdot O \cdot H$	$5{,}7 \cdot 10^{-19}$
Athyläther	$C_2H_5 \cdot O \cdot C_2H_5$	$11{,}8 \cdot 10^{-19}$
Azeton	$CH_3 \cdot CO \cdot CH_3$	$3{,}4 \cdot 10^{-19}$
Toluol	$C_6H_5 \cdot CH_3$	$5{,}1 \cdot 10^{-19}$
Nitrobenzol	$C_6H_5 \cdot NO_2$	$5{,}7 \cdot 10^{-19}$

Auf große Genauigkeit machen diese Zahlen keinen Anspruch, sie zeigen aber deutlich, daß die Art des Moleküls keinen erheblichen Einfluß auf die Größe von m hat. Wie die chemischen Formeln zeigen, kommt z. B. der Sauerstoff in der Hydroxylgruppe vor, dient in einem weiteren Falle (Äthyläther) zur Bindung zweier Alkylgruppen und ist beim Azeton doppelt an ein C-Atom gebunden. Außerdem sind noch zwei Verbindungen mit Ringbindung angeführt, von denen das Toluol gar keinen Sauerstoff enthält und die zweite das Nitrobenzol in der von den weiter oben angeführten wesentlich verschiedenen Gruppe NO_2. Auch der Wert der Dielektrizitätskonstante bei gewöhnlicher Temperatur schwankt in den weitesten Grenzen, nämlich von 2,33 bei Toluol bis 37,8 bei Nitrobenzol und 80 bei Wasser. Allgemeinere Schlüsse über die Zahlenwerte von m zu machen, halte ich vorläufig für verfrüht. In der ausführlichen Publikation werden wir unter Benutzung eines ausgedehnteren Zahlenmaterials hierauf zurückkommen.

Eines sei aber hier noch hervorgehoben. Denkt man sich das Moment m gebildet von zwei elementaren Elektrizitätsmengen e (von entgegengesetztem Zeichen) im Abstande l, so ergibt sich mit $e = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten[1]), wenn man für das Moment einen mittleren Wert $m = 5{,}4 \cdot 10^{-19}$ annimmt:

$$l = 1{,}1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}.$$

Da wir andererseits die Moleküldurchmesser auf ein Vielfaches von 10^{-8} cm schätzen müssen, so sehen wir, daß ein solcher Dipol tatsächlich noch mit erheblichem Spielraum im Innern eines Moleküls untergebracht werden kann[2]).

Zürich, 10. Dezember 1911.

(Eingegangen 12. Dezember 1911.)

1) M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, l. c.

2) Es soll mit dieser Überlegung nicht gesagt sein, daß man sich das elektrische Moment tatsächlich so konstituiert denken muß.

1) M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig 1906, S. 162.

Rotationspolarisation durch Torsion.
(Torsional Rotatory Polarization.)

Von Arthur W. Ewell.

Im Jahre 1899 machte ich die Entdeckung, daß ein durchsichtiger Körper, wie etwa eine Gallerte, wenn er einem heftigen Drill unterworfen wird, die Polarisationsebene eben polarisierten Lichtes dreht[1]). Ich entdeckte und veröffentlichte die nachstehenden Gesetze der Erscheinung[2]):

Die Drehung ist

1. der Richtung des Drills entgegengesetzt gerichtet;

1) Sill. Journ. **8**, 89, 1899; **15**, 363, 1903; diese Zeitschr. **1**, 201, 1900; **4**, 706, 1903; Johns Hopkins Univ. Circ. 1900, S. 64; Phys. Rev. **31**, 607, 1910; **34**, 1912.

2) a. a. O.

2. unabhängig von der Entfernung der Bahn des Lichtes von der Achse des gedrillten Zylinders;
3. nimmt mit zunehmender Neigung zwischen diesen beiden Richtungen ab;
4. nimmt mit steigender Temperatur ab;
5. ist annähernd umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge des zur Verwendung kommenden Lichtes; und
6. wird sie durch eine seitliche Umhüllung verstärkt.

Die Drehung von Zylindern aus Gallerte, die einen Gummimantel haben, ist

7. annähernd umgekehrt proportional dem Quadrate des Durchmessers;
8. annähernd umgekehrt proportional dem Quadrate der Länge; und
9. annähernd direkt proportional der vierten Potenz des Drilles.

Schließlich ist

10. die Drehung abhängig von einer transversalen Verdrehung der Querschnitte des Zylinders unter der Einwirkung eines heftigen Drills. Wenn man eine solche Verdrehung vermeidet, so ist, selbst bei außerordentlich starkem Drill, die Drehung sehr gering; dagegen vermehren alle Umstände, welche eine Verdrehung begünstigen, wie etwa ein elliptischer Querschnitt, die Drehung.

Diese transversale Drehung, welche einen übermäßigen Drill begleitet, verursacht eine Doppelbrechung, deren Achsen durch den Drill schraubenartig angeordnet werden. Ein gedrillter Zylinder ist daher einer schraubenartigen Säule aus unendlich dünnen doppeltbrechenden Platten äquivalent. Mallard[1]) hat die Theorie von Säulen kristallinischer Platten entwickelt und nachgewiesen, daß eine schraubenartige Säule eine der Schraubenstruktur entgegengesetzt gerichtete Rotationspolarisation aufweist, und daß man die Größe der Drehung durch eine geometrische Konstruktion berechnen kann.

Von einer senkrechten Anfangslinie ausgehend ziehe man unter einem Winkel $2i_1$ (siehe *a*, Fig. 1) eine Linie gleich der durch die erste Platte hervorgerufenen Phasendifferenz d_1 (in Einheitsbogen), wo i_1 der Winkel zwischen dem Hauptschnitt dieser Platte und der Polarisationsebene des einfallenden Lichtes ist. An ihrem Ende schließe man unter einem Winkel $2i_2$ gegen die Verlängerung der ersteren Linie eine Linie gleich d_2 an, wo d_2 die durch die zweite Platte hervorgerufene Phasendifferenz und i_2 der Winkel zwischen den Hauptschnitten der beiden Platten ist. Dann schließe man nach und nach für jede Platte eine ähnliche Linie an und schließe endlich das Vieleck durch die Linie von der Länge e, die mit der Anfangsachse den Winkel $2j$ bildet. Mascart hat nachgewiesen, daß, wenn S der Flächeninhalt dieses Vielecks und U der Drehungswinkel in Bogenmaß ist, daß alsdann:

$$U = \frac{S}{2} = \frac{e^2 \sin 4j}{8}$$

ist[1]).

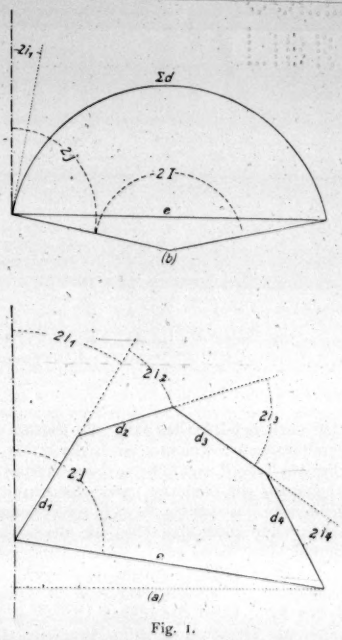


Fig. 1.

Dehnen wir die vorstehende Theorie auf den Fall eines gedrillten Zylinders aus, wo die doppeltbrechenden Platten unendlich dünn und unendlich zahlreich sind, so sehen wir, daß die oben erwähnte gebrochene Linie zu dem Bogen eines Kreises wird, dessen Länge die gesamte Phasendifferenz in Bogenmaß ist, ohne Rücksicht auf die schraubenförmige Anordnung, daß ferner die Öffnung des Bogens gleich dem doppelten Drehungswinkel J ist, und daß die Fläche S

1) Ann. des Mines **10**, 60, 1876; **19**, 256, 1881. (Ausgezeichnete Darstellung bei Mascart: Traité d'Optique **2**, 323.)

1) Das letzte Glied stellt das Doppelte der zwischen e und seiner Projektion auf die Achse eingeschlossenen Fläche dar.

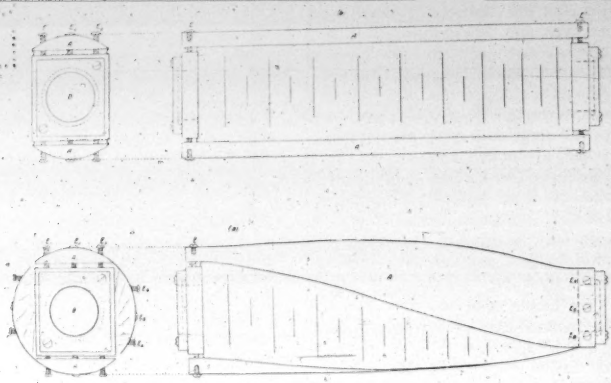


Fig. 2.

in der vorstehenden Gleichung die Fläche des eingeschlossenen Segmentes ist (siehe *b*, Fig. 1).

Bei den Experimentaluntersuchungen habe ich durchgehends die Drehung unter vier Azimuten nacheinander beobachtet, die sich um 45° unterschieden, oder unter Vielfachen von vier solchen Azimuten. Die Werte von j waren demgemäß:

$$j_1,\quad j_1+45^0,\quad j_1+90^0,\quad j_1+135^0.$$

Infolgedessen ist der Mittelwert von $\sin 4j$ null, und das letzte Glied der obigen Gleichung für die Drehung verschwindet beim Mittelwert. Das entspricht offenbar dem Falle, daß e auf der Ausgangsachse senkrecht steht (siehe *b*, Fig. 1). Die mittlere Drehung, in Bogenmaß gemessen, muß daher gleich dem halben Flächeninhalt des oben genannten Segmentes sein.

Vergleichen wir die Versuchsergebnisse mit der vorstehenden Theorie, so finden wir, daß die Drehung stets dem Drill entgegengesetzt gerichtet war, und es läßt sich leicht nachweisen, daß die Beziehungen zwischen der Drehung und der Größe des Drills, dem Durchmesser, der Länge und der Wellenlänge des Lichtes mit dieser Theorie im Einklang stehen; aber die Spannungen in einem Zylinder von annähernd kreisförmigem oder elliptischen Querschnitt sind zu verwickelt für die Berechnung der Drehung auf Grund obiger Konstruktion.

Deshalb stellte ich rechteckige Zylinder aus Gallerte her; aber statt die Zylinder zu drillen, goß ich sie in Schraubenform zwischen zwei entgegengesetzte schraubenförmige Platten, wie aus *a* Fig. 2 ersichtlich wird. Beim Zusammendrücken erzeugten die Platten Doppelbrechung, und die Achsen dieser Doppelbrechung waren schraubenförmig angeordnet, so daß der Zylinder einem gedrillten rechteckigen Zylinder äquivalent war und die Spannungsverhältnisse einfach waren.

Die Innenflächen der seitlichen Platten A, A und A', A' waren mit Vaseline bestrichen, um jede seitliche Reibung zu verhindern. Die Länge des schraubenförmigen Zylinders zwischen den Glasplatten B betrug 8 cm, und die des einer transversalen Spannung unterworfenen Teiles 7 cm. Der Winkel zwischen den Platten am Anfang und am Ende dieser Strecke betrug 96°. Der mittlere Abstand zwischen den Platten betrug 1,504 cm. Dieser Abstand konnte sehr fein und genau mittels der Einstellschrauben E_1, E_2 usw. verändert werden. Der Abstand zwischen den Platten wurde auf Grund von Messungen von außen her mit einer Schublehre berechnet, deren Nonius 0,02 mm abzulesen gestattete. Bei jedem Abstand (jeder Kompression) wurden acht solche Messungen vorgenommen und acht Beobachtungen der Drehung unter um 45° voneinander verschiedenen Azimuten mittels eines Halbschattenpolarimeters von Franz Schmidt & Haensch ausgeführt, das Ablesungen bis auf 0,01° zuließ.

Die Doppelbrechung derselben Gallerte bei Kompression wurde mit einem ähnlichen geraden Zylinder (siehe *b*, Fig. 2) bestimmt. Die Länge dieses letzteren zwischen den Glasplatten betrug 7 cm und die der Kompression unterworfene Länge 6 cm. Der mittlere Abstand zwischen den Platten A', A' betrug 1,404 cm. Die seitliche Kompression wurde durch die Stellschrauben E_1', E_2' usw. bewirkt und mit einer Schublehre gemessen, während die entstehende Doppelbrechung aus dem Mittel der Verschiebungen für vier Streifen in einem Babinetschen Kompensator unter Verwendung von Natriumlicht ermittelt wurde.

Die Beobachtungen mit der Gallerte Nr. 78

(von normaler[1]) Zusammensetzung) habe ich als typisch ausgewählt. Die Drehung der Schraube und die natürliche Drehung waren beide linksläufig oder negativ. Die Kompression erzeugte eine positive Drehung, und die untenstehenden Drehungen durch Torsion sind die wirklichen Drehungen nach Abzug der natürlichen Drehung:

Rechteckiger Schraubenzylinder, 96°.

Relative Kompression	0	0,0048	0,0100	0,0138
Drehung	$-17{,}2^0$[2])	$3{,}9^0$	$13{,}3^0$	35^0
Relative Kompression	0,0198	0,0238	0,0318	
Drehung	57^0	70^0	89^0	

Als erläuternd für die einzelnen Beobachtungen will ich die Stellungen des Analysators bei der zweiten Kompression für acht um je 45° voneinander verschiedene Azimute angeben. Sie waren:

81,9; 83,9; 89,3; 88; 75,2; 76,1; 88; 68,8.
Mittelwert = 81,4.

Die mittlere Stellung des Analysators vor der Kompression war 68,1. (Die Nullstellung des Instrumentes war 85,32.) Die Drehung infolge der Torsion beträgt also $13{,}3^0$.

Gerader rechteckiger Zylinder.

Relative Kompression	0	0,006	0,0118	0,0205	0,0397
Mittlere Verschiebung der Streifen	0,09	2,0	3,70	5,87	10,30

(Mittlerer Streifenabstand: 11,92.)

Die Abszissen der Fig. 3 sind die Kompressionen des Schraubenzylinders. Die durch Kreuze bezeichneten Punkte sind die mittleren Streifenverschiebungen, die in der vorstehenden Tabelle enthalten sind, durch Multiplikation mit dem direkten Verhältnis der Längen und dem umgekehrten Verhältnis der mittleren Abstände zwischen den Kompressionsplatten auf die Maße des Schraubenzylinders reduziert. Die Kreise stellen die experimentell bestimmten Drehungen dar.

Die ausgezogene Kurve stellt die nach der oben entwickelten Theorie und der graphischen Konstruktion berechnete Drehung dar. Beispielsweise konstruieren wir für eine Kompression

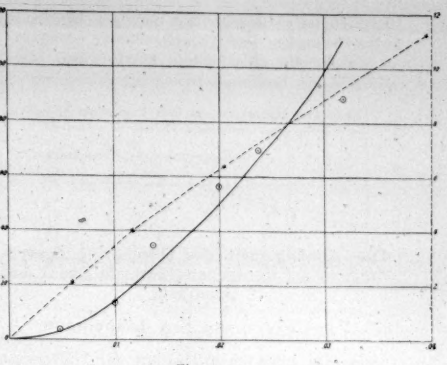


Fig. 3.

Abszissen = Relative Kompressionen. Ordinaten rechts = Verschiebung der Streifen im Babinetschen Kondensator, links = Grade.

von 0,0118 analog b der Fig. 1 ein Kreissegment von der Öffnung $2 \cdot 96^0$, dessen Bogenlänge die gesamte Phasendifferenz in Bogenmaß oder (siehe die gestrichelte Kurve der Fig. 3)

$$2\pi \cdot \frac{4{,}04}{11{,}92} = 2{,}13$$

ist. Der Flächeninhalt des Segmentes ist 0,72. Mithin beträgt die Drehung infolge der Torsion 0,36 oder $20{,}7^0$.

Ich habe neun solche Beobachtungsreihen ausgeführt, bei denen zugleich die Doppelbrechung und die Drehung infolge der Torsion beobachtet wurden. In einigen Fällen war die Gallerte steifer als die normale und in anderen Fällen dünner. Die enge Nachbarschaft der Kreise (beobachtete Drehungen) in der Fig. 3 gegen die ausgezogene Linie (berechnete Drehungen) ist für die ganze Reihe typisch. Die Übereinstimmung ist keine vollkommene. Zieht man aber in Betracht, daß es unmöglich ist, bei dem Schraubenzylinder und bei dem geraden Zylinder genau ähnliche Flächen herzustellen, zieht man ferner die Relaxationswirkungen in Betracht, die stets bei den Schraubenzylindern bei den höchsten Kompressionen auftraten und folglich die Drehung verringerten, dann den Umstand, daß Fehler in der Kompression bei der Drehung vergrößert wurden (da nach der obigen graphischen Konstruktion die Drehung dem Quadrate der Kompression proportional ist), und schließlich die Empfindlichkeit der Gallerte gegen alle Störungen, so liefert die Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch, die sich in allen neun Versuchsreihen — für welche die Fig. 3

1) Diese Normalgallerte, die sich durch lange Erfahrung als die zweckmäßigste in mechanischer und optischer Hinsicht erwiesen hat, bestand aus Gelatine Nr. 201 von Paul Koepff in Göppingen (Württemberg), Glyzerin und Wasser im Verhältnis von 1 Gramm auf 3 cm³ bezw. 4 cm³. Vor dem Einfüllen in die Formen wurde sie (unter Warmhaltung durch Dampfmäntel) filtriert und gründlich umgerührt.

2) Natürliche Drehung.

typisch ist — zeigt, einen bündigen Beweis für die Richtigkeit der Theorie.

Polytechnisches Institut zu Worcester, Mass., U. S. A., 1. Dezember 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Dezember 1911.)

Die Abhängigkeit des Durchdringungsvermögens der Röntgenstrahlen von Druck und Gasinhalt.

Von Chas. L. und F. A. Lindemann,

(Aus dem phys.-chem. Institut der Universität Berlin.)

Bei der großen Bedeutung einer genaueren Kenntnis der Härte von Röntgenstrahlen erschien es erwünscht, ihre Abhängigkeit vom Gasinhalt bez. Druck in der Röhre zu untersuchen, da trotz der vielen hochinteressanten

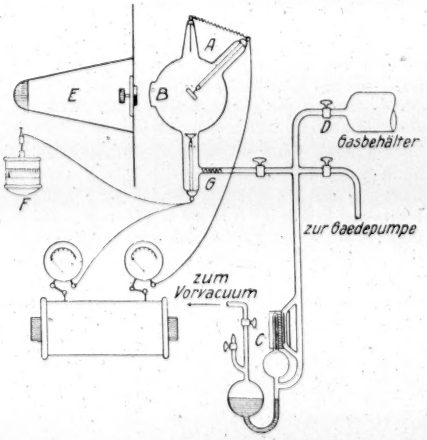


Fig. 1.

Arbeiten[1]) auf diesem Gebiete noch keine untereinander vergleichbaren Resultate vorzuliegen scheinen.

1) Baerwald, diese Zeitschr. **11**, 145, 1910; Lenard, Ann. d. Phys. **2**, 359, 1900; Robinson, Ann. d. Phys. **31**, 769, 1910; Robinson, diese Zeitschr. **11**, 11, 1910; B. E. Leithäuser, Ann. d. Phys. **15**, 283, 1904; P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 726, 1903; J. J. Thomson, Cond. of Electr. **2**, 378.

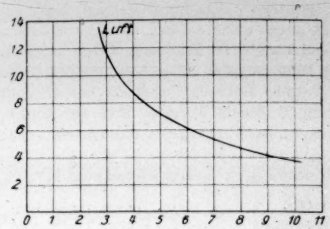


Fig. 2.

Es wurde hierzu folgende Anordnung gewählt. Eine Müllerröhre A mit Lindemannglasfenster B wurde an ein Mc Leod-Manometer C angeschlossen und mittels einer Gaedepumpe evakuiert. Bei G wurde Goldschaum eingeführt, um Quecksilberdämpfe von der Röntgenröhre fernzuhalten. Nach kräftigem Ausglühen der Metallteile unter gleichzeitigem Erhitzen der Röhre wurden durch den Hahn D nach Belieben verschiedene getrocknete Gase eingeführt und nach mehrmaliger Spülung mit demselben wurde

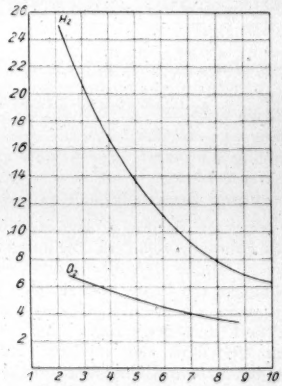


Fig. 3.

die Röhre ausgepumpt und bei konstanter Stromstärke (1,5 Milliamp.) und bei verschiedenen Härten der Gasdruck am Mc Leod-Manometer abgelesen. Die Härten wurden mittels einer von Herrn Prof. Wehnelt freundlichst zur Verfügung gestellten Wehneltskala E gemessen und wo es angängig war, mit einem Bauerqualimeter[1]) F kontrolliert. Es folgen einige Tabellen der zahlenmäßigen Resultate.

1) Die Übereinstimmung desselben mit der Wehneltskala war recht befriedigend. Es soll die Durchdringungsfähigkeit der Strahlen in mm Blei wiedergeben.

Atmosphärische Luft.

Mc Leod Druck in 0,001 mm	Wehnelt Härte	Bauer Quantimeter	Strom in Milliamp.
13,6	2,7	—	1,5
9,7	3,2	0,8	1,5
8,0	4,2	2,0	1,5
6,6	4,9	3,5	1,5
6,8	5,5	3,4	1,5
6,8	5,7	3,5	1,5
5,7	6,5	5,0	1,5
5,2	7,8	5,0	1,5
5,0	8,0	5,8	1,5
3,7	10,3	—	1,5

Wasserstoff (elektrolytisch).

25	2,2	1,0	1,5
19,2	3,2	2,2	1,5
8,9	6,9	4,5	1,5
8,0	8,4	5,5	1,5
6,3	10,0	7,0	1,5

Sauerstoff (elektrolytisch).

6,3	2,7	0,8	1,5
4,8	5,2	2,0	1,5
4,7	6,3	4,0	1,5
3,4	8,8	5,5	1,5

Chlor (Bombe).

8,0	3,2	1,5	1,5
5,7	5,0	—	1,5
4,7	7,5	—	1,5
4,8	7,6	—	1,5
4,4	8,4	—	1,5
3,8	10,9	—	1,5

Kohlensäure (Marmor).

8,0	2,5	—	1,5
6,0	4,0	2,7	1,5
5,0	6,0	4,0	1,5
3,2	11,7	7,5	1,5

Argon (98 Proz.).

13,9	2,1	—	1,5
11,0	3,2	1,0	1,5
6,3	6,0	4,0	1,5
5,2	7,7	5,0	1,5
4,7	9,0	6,0	1,5
3,8	10,0	—	1,5

Helium.

37	3,2	0,5	1,5
18	7,0	4,0	1,5
9,9	9,5	5,5	1,5
9,4	10,5	6,0	1,5

Aus diesen Tabellen leiten sich die gezeichneten Kurven ab, deren Verlauf, da sie die ausgeglichenen Werte einer größeren Anzahl von Beobachtungen darstellen, auf einige Prozente genau sein dürften. Es wäre vielleicht möglich, mittels einer einmal geeichten Röhre den Gasdruck in einem beliebigen, damit zusammenhängenden Gefäß, durch die Wehnelt-

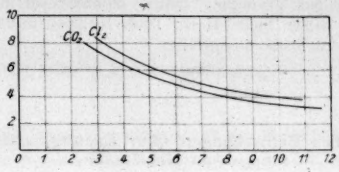


Fig. 4.

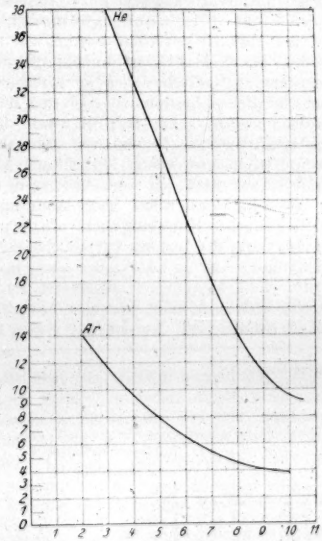


Fig. 5.

skala direkt abzulesen, sofern man den Gasinhalt kennt. Die Versuche auf verschiedene Stromstärken auszudehnen, war nicht angängig, da sich hierbei das Vakuum zu rasch veränderte. Überhaupt wurden die Härteablesungen möglichst rasch vorgenommen (höchstens 2—3 Sekunden Stromdurchgang), um solche Fehler tunlichst einzuschränken.

Die interessanten theoretischen Betrachtungen, die man an obige Kurven knüpfen kann, sollen vorläufig zurückgestellt werden, da eine völlige

Durcharbeitung der Theorie erst dann möglich sein wird, wenn einige auf sie bezügliche Fragen durch den Versuch aufgeklärt sind.

Für die liebenswürdige Weise, in der er die Mittel des Phys.-Chem. Instituts für diese Arbeit uns zur Verfügung stellte, möchten wir auch an dieser Stelle Herrn Prof. Nernst unseren besten Dank aussprechen.

(Eingegangen 20. Dezember 1911.)

Einige Bemerkungen über Ladungsbestimmungen an Nebelteilchen.

Von Karl Przibram.

1. L. W. Mc Keehan[1]) hat durch Fallversuche mit Wachskügelchen in verdünnter Luft den Faktor A des Cunninghamschen Zusatzgliedes zur Stokesschen Formel zu 1,00 bestimmt. R. A. Millikan[2]) erhielt die beste Übereinstimmung zwischen den an verschieden großen Öltröpfchen bestimmten e-Werten durch die Wahl $A = 0{,}815$. Dieser Wert wurde dann auch von E. Regener[3]) und von mir angenommen. In meiner letzten Mitteilung[4]) habe ich jedoch aus dem bei den Ladungen der elektrolytischen Nebel selbst nach Anbringung der Millikanschen Korrektur noch vorhandenen steigenden Gang der Ladung mit abnehmendem Tropfenradius — einem Gange, der auch in den Regenerschen Messungen angedeutet ist — geschlossen, daß A möglicherweise größer als 0,815 zu nehmen ist. In der Tat ergibt sich mit dem Mc Keehanschen Werte $A = 1{,}00$ eine bessere Übereinstimmung der an verschieden großen Tropfen gemessenen Ladungen untereinander, wie vorstehende Tabelle lehrt.

Mittlerer Radius in 10^{-5} cm	$e \cdot 10^{10}$	$e \cdot 10^{10}$
$A = 0{,}815$	$A = 0{,}815$	$A = 1{,}00$
	Kalilauge in Sauerstoff	
	Kondensator IV	
2,65	5,61	5,10
3,52	5,10	4,77
4,42	5,28	5,00
5,30	4,62	4,40
	Kondensator V	
2,70	5,32	4,85
3,37	5,20	4,85
4,25	5,06	4,75
5,98	4,63	4,41
	Schwefelsäure in Wasserstoff	
2,84	5,07	4,56
3,08	5,07	4,60
3,33	5,27	4,85
3,48	4,96	4,55
3,76	4,75	4,40

Das Gesamtmittel ist $4{,}69 \cdot 10^{-10}$, während die Regenerschen Messungen, mit $A = 1{,}00$ umgerechnet, im Mittel $4{,}68 \cdot 10^{-10}$ ergeben.

Es hieße nun die außerordentliche Exaktheit der Millikanschen Arbeit verkennen, wollte man schließen, daß auch in ihr $A = 1{,}00$ zu setzen wäre. Ein Umstand scheint mir aber doch in diese Richtung zu weisen. In der Tabelle auf Seite 1107 der genannten Arbeit gibt Herr Millikan vier Ladungswerte an, die an Tropfen mit Radien unter $8 \cdot 10^{-5}$ cm gemessen sind und die wegen geringerer Genauigkeit bei der Schlußdiskussion ausgeschlossen werden. Von diesen vier Werten fallen zwei deutlich unter die Kurve Fig. 1 jener Arbeit. Aus solchen Werten läßt sich, wie Herr Millikan bemerkt, nichts schließen, da eine scheinbare Erniedrigung durch Abweichung von der Kugelgestalt bewirkt werden kann. Die zwei kleinsten Tropfen geben aber deutlich zu große Werte, auch mit der Korrektur $A = 0{,}815$. Rechnet man dagegen mit $A = 1{,}00$, so ergibt sich eine bessere Übereinstimmung mit den größeren Tropfen, die von der Korrektur weniger betroffen werden. Hier einige Zahlen:

No.	Radius in 10^{-5} cm	Ladung $e \cdot 10^{10}$		
		(Stokes) $A = 0$	$A = 0{,}815$	$A = 1{,}00$
1	3,13	7,38	5,20	4,83
2	3,58	6,86	5,04	4,70
5	9,07	5,49	4,89	4,79
27	38,76	5,05	4,90	4,86

Als Mittel ergäbe sich dann $e = 4{,}80 \cdot 10^{-10}$. Es sei noch erwähnt, daß mit der experimentell bestimmten Konstanten $A = 1{,}00$ auch der von J. Roux[1]) an Schwefelkügelchen unter der Annahme $A = 1{,}6$ zu $4{,}17 \cdot 10^{-10}$ bestimmte Wert von e sich den anderen Werten nähert. Die Größe der Teilchen findet sich nicht angegeben. Wäre ihr Radius etwa $1 \cdot 10^{-4}$ cm, so gibt die neue Korrektur $e = 4{,}55 \cdot 10^{-10}$.

2. Die früheren Messungen an Phosphornebelteilchen hatten ergeben, daß, wenn die Dichte der Tröpfchen gleich 1 gesetzt wird, die Ladung zu hoch ausfällt, im Mittel etwa gleich $6 \cdot 10^{-10}$. Neue Messungen an diesem Material (an jedem Tropfen zehn Beobachtungspaare) zeigen dasselbe; sie zeigen aber weiter, daß die Kurve, welche die Ladung als Funktion des Tropfenradius gibt, auch mit der Korrektur $A = 1{,}00$ keine Gerade ist, sondern sich mit abnehmendem Radius stark aufwärts krümmt

1) Diese Zeitschr. **12**, 707, 1911.
2) Diese Zeitschr. **11**, 1097, 1910.
3) Diese Zeitschr. **12**, 135, 1911.
4) Wiener Ber. **120**, 642, 1911.

1) C. R. **152**, 1168, 1911.

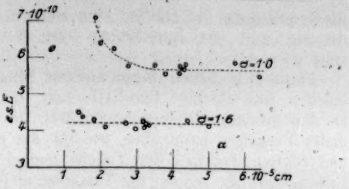


Fig. 1.

(siehe Fig. 1). Wird die Dichte größer als 1 angenommen, wie es zur Reduktion der mittleren Ladung auf einen wahrscheinlicheren Wert notwendig ist, so streckt sich auch diese Kurve. Versuchsweise findet man aber, daß sie erst für $\sigma = 1{,}6$ angenähert in eine Gerade übergeht. Für diese Dichte liegt aber die Ladung jetzt zu tief, etwa bei $4{,}2 \cdot 10^{-10}$. Will man nicht annehmen, daß gerade bei diesen Tröpfchen A[1]) einen größeren Wert hat, so bleibt nur die früher schon erwähnte Möglichkeit, daß die kleineren Tröpfchen eine größere Dichte haben als die größeren. Dann streckt sich ja die Kurve schon bei einem kleineren Wert der mittleren Dichte. Diese etwas gekünstelt anmutende Hypothese verdiente nicht der Erwähnung, wenn sie nicht von anderer Seite gestützt würde. Berechnet man nämlich aus den Abweichungen der Fallzeiten das mittlere Quadrat der Brownschen Verschiebungen in der Zeiteinheit $\overline{\lambda^2}$ nach E. Weiß[2]), so wächst $\overline{\lambda^2}$ zwar mit abnehmendem Radius a (berechnet für $A = 1{,}00$ und $\sigma = 1{,}6$), aber die Beziehung

$$\overline{\lambda^2} \cdot \frac{a}{1 + \frac{Al}{a}} = \text{konst.}^3),$$

die bestehen müßte, wenn a richtig berechnet, d. h. σ für alle Teilchen wirklich gleich wäre, besteht nicht. So findet man aus der Kurve Fig. 2:

für $a = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm, $\overline{\lambda^2} \cdot \frac{a}{1 + \frac{Al}{a}} = 3{,}0 \cdot 10^{-11}$

2,0	3.0
2,5	2.5
3,0	2,28
4,0	1,6
5,0	1,25

1) Anmerkung bei der Korrektur. Es bedarf noch der Untersuchung, ob der hier und unter 1. besprochene Gang der Ladung sich nicht durch ein Widerstandsgesetz nach Art des kürzlich von M. Knudsen und S. Weber (Ann. d. Phys. **36**, 981, 1911) aufgestellten erklären ließe, nach welchem A nicht konstant ist, sondern mit abnehmendem Radius zunimmt.

2) Diese Zeitschr. **12**, 631, 1911; Wiener Ber. **120**, 1029, 1911.

3) F. Ehrenhaft, diese Zeitschr. **12**, 98, 1911.

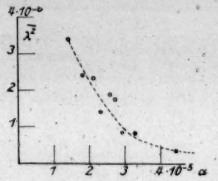


Fig. 2.

Um Konstanz herzustellen, müßten die kleineren Radien noch kleiner, bezw. die großen größer sein, was der Fall wäre, wenn die kleineren Tröpfchen größere Dichte hätten als die großen[1]). Daß $\overline{\lambda^2}$ von der von der Theorie geforderten Größe ist[2]), zeigt die nach E. Weiß[3]) angestellte Berechnung von Ne, die im Mittel, allerdings mit großen, durch die geringe Zahl der Beobachtungen bedingten Schwankungen den Wert 87,500 Coulomb (statt 96 500) ergab.

3. Eine weitere Bestätigung der Weißschen Arbeit ergaben Messungen an Salmiaknebel[4]). Wegen der Unsicherheit der Dichte wurden die Ladungen für $\sigma = 1$ (Wasser) und für $\sigma = 1{,}5$ (trockener Salmiak) berechnet. Die folgende Tabelle enthält 1. die Radien, berechnet nach Millikan; $A = 0{,}815$, $\sigma = 1$; 2. die Ladung für $A = 0{,}815$, $\sigma = 1$; 3. die Ladungen für $A = 0{,}815$, $\sigma = 1{,}5$; 4. die Ladungen für $A = 1{,}00$, $\sigma = 1$ für feuchten, $\sigma = 1{,}5$ für trockenen Nebel; 5. die Zahl der Beobachtungen am selben Teilchen; 6. Ne nach E. Weiß berechnet.

Bei den mit „feucht" bezeichneten Beobachtungen wurde der Nebel durch angefeuchtete Glaswolle geblasen, bei den mit „trocken" bezeichneten durch Chlorkalzium und Schwefelsäure. Die für gleiche Dichte berechneten

1) Es ist verlockend, hier die Theorie des Gleichgewichts verschieden großer Tropfen anzuwenden; allein man überzeugt sich leicht durch Benutzung der Thomsonschen Formel und der Dampfdrucktabellen für Phosphorsäurelösungen, daß minimale Änderungen der Konzentration schon genügen, um die durch die verschiedene Krümmung bewirkten Dampfdruckunterschiede zu kompensieren. Eher dürfte die größere Dichte der kleineren Teilchen dahin zu deuten sein, daß die zunächst gebildeten Oxydkerne von nicht sehr verschiedener Größe sind und sich erst mit kleineren oder größeren Wassermengen beladen.

2) H. Fletcher konnte dies bereits aus meinen Doppelmessungen (Wiener Ber. **119**, 877, 1910) schließen, siehe Phys. Rev. **33**, 169, 1911.

3) l. c.

4) Die früher (diese Zeitschr. **11**, 632, 1910) als „bisweilen unter noch nicht näher definierbaren Bedingungen" auftretend erwähnte Störung wurde diesmal in keinem Falle beobachtet. Die vorliegenden Messungen wurden ohne künstliche Ionisierung an den wenigen geladenen Teilchen ausgeführt, die sich stets in dem im ganzen ungeladenen Nebel vorfinden.

	a in 10^{-2} cm	$e \cdot 10^{10}$ $A=0{,}815$ $\sigma=1$	$e \cdot 10^{10}$ $A=0{,}815$ $\sigma=1{,}5$	$e \cdot 10^{10}$ $A=1{,}00$	n	Ne in 10^3 Coulb.
feucht	2,77	4,88	3,64	4,60	6	
	2,86	5,42	3,96	5,10	27	80,0
	2,54	5,40	4,01	4,91	12	
	2,73	5,04	3,71	4,59	23	89,5
trocken	3,92	12,3	9,45	8,75	37	215,0 = 107,5×2
	2,84	5,98	4,50	4,04	52	88,0
	4,26	11,4	8,72	8,13	39	223,0 = 111,5×2
	3,27	6,68	5,25	4,78	50	72,0
	3,32	5,70	4,28	3,90	26	74,0
feucht	2,84	4,84	3,62	4,40	61	77,3
	am selb. Teilchen	9,58	7,20	8,71		
		4,92	3,70	4,48		
					Mittel	87,5

Ladungen liegen bei letzteren merklich höher als bei ersteren, ein Zeichen, daß die Dichte der Teilchen durch die Behandlung wesentlich geändert wird. Der wahre Wert der Ladung sollte zwischen den mit $\sigma = 1$ berechneten Werten für feuchten Nebel und den mit $\sigma = 1{,}5$ berechneten für getrockneten Nebel liegen, das ist — im Mittel — zwischen $5{,}04$ und $4{,}62 \cdot 10^{-10}$, wenn $A = 0{,}815$ gesetzt wird, und zwischen $4{,}63$ und $4{,}23 \cdot 10^{-10}$, wenn $A = 1{,}00$ gesetzt wird. Der Vergleich mit den übrigen e-Bestimmungen zeigt, daß $\sigma = 1$ für den feuchten Nebel eher den Tatsachen entspricht als $\sigma = 1{,}5$ für den offenbar nicht vollständig getrockneten.

4. Schließlich wurde im Magnesiaqualm ein Material gefunden, das sich sehr ähnlich wie die Silberteilchen F. Ehrenhafts verhält. Während nämlich die Berechnung von Ne nach Weiß zeigt, daß auch diese Teilchen die Ladung des einwertigen Ions oder deren Vielfache tragen, ergibt die Berechnung der Ladung nach der Stokes-Cunninghamschen Formel Werte, die oft den jetzt angenommenen Elektronenwert beträchtlich unterschreiten, wie folgende Tabelle

$a \cdot 10^5$ cm	$e \cdot 10^{10}$	n	Ne in 10^3 Coulomb
4,19	10,7	30	310 = 3× 103,3
4,84	11,7	30	486 = 5× 97,2
2,37	2,34	27	110,6
	4,56		214,0 = 2× 107,0
4,02	5,35	25	260,6 = 3× 86,9
3,64	3,31	42	105,3
	6,75		216,0 = 2× 108,0
3,84	3,77	30	111,3
			Mittel 104,9

zeigt. Hierbei ist die Dichte gleich 1 vorausgesetzt unter der Annahme, die Teilchen umgeben sich mit Wassertröpfchen. Die Dichte 3,5 der Magnesia erniedrigt die Ladung im Mittel noch auf etwa die Hälfte; eine weitere Erniedrigung gibt die Berechnung mit $A = 1{,}00$ statt $0{,}815$.

Vermutlich haben diese kleinen Magnesiateilchen jene flockige Beschaffenheit, die man an den größeren Stücken beobachtet. Ihr anormales Verhalten kann aber, wie die am dritten und fünften Teilchen der Tabelle beobachteten Ladungssprünge zeigen, die Tatsache nicht verwischen, daß die Ladung gerade auf das Doppelte des Anfangswertes springt.

Das gesamte Zahlenmaterial wird später veröffentlicht werden.

Wien, 16. Dezember 1911.

(Eingegangen 21. Dezember 1911.)

Das Elektrometerwehr.

Von M. Dieckmann.

Vor zwei Jahren empfahl ich für luftelektrische Potentialmessungen ein Verfahren[1]), die Elektrometerempfindlichkeit durch in Serien und parallel geschaltete streuungsfreie Kondensatoren beliebig herabzusetzen. Herr Benndorf hatte daraufhin die Liebenswürdigkeit, mich brieflich auf eine Anordnung von Chauveau[2]) hinzuweisen, der die hohe zu messende Spannung durch eine „Kaskadenbatterie" unterteilt und das Quadrantenelektrometer in Nebenschluß an eine Teilspannung legt, wobei der Reduktionsfaktor experimentell durch Anlegen einer hohen bekannten Spannung ermittelt wird. Herr S. J. Barnett[3]) reklamierte die Priorität der Anwendung der Methode für sich, und Th. Wulf[4]) veröffentlichte, anschließend an meine Mitteilung und Barnetts Erwiderung, ein inzwischen von ihm ausgebildetes Verfahren, die Elektrometer-Empfindlichkeit durch partielle Induktion zu verkleinern.

In den Zwischenjahren habe ich weiter versucht, die damals erörterte Methode für die Meßpraxis auszubauen und bin über mehrere Zwischenstufen[5]) seit Frühjahr 1911 zu einer mich nunmehr befriedigenden Apparatanordnung gelangt.

Mir scheint, daß durch diese Anordnung die elektrometrische Meßtechnik einigermaßen an der Eleganz gewonnen hat, die die verwandte galvanometrische Meßtechnik seit langem auszeichnet. Um die Ähnlichkeit der Methoden,

1) Dieckmann, diese Zeitschr. 11, 14, 1910.
2) Chauveau, Étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique, Paris 1902.
3) S. J. Barnett, diese Zeitschr. 11, 348, 1910.
4) Th. Wulf, diese Zeitschr. 11, 1090, 1910.
5) Dieckmann, Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 1911, Heft 1.

ein Galvanometer und ein Elektrometer um bekannte Beträge unempfindlicher zu machen, besonders hervortreten zu lassen, möchte ich beide Methoden hier in Parallele stellen.

Galvanometerwehr.

Wenn man ein Galvanometer G (Fig. 1), ganz gleich welchen Typs, mit einer bestimmten Empfindlichkeit besitzt, und man will eine Stromstärke messen, deren Betrag größer ist als der Meßbereich des Galvanometers, so schaltet man parallel zu dem Galvanometer einen Nebenschlußwiderstand, um einen Teil des Stromes unwirksam am Galvanometer vorüberzuführen.

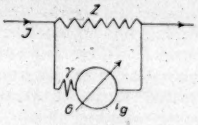


Fig. 1.

Bedeutet γ den Widerstand der Galvanometerleitung, z den Betrag des Nebenschlußwiderstandes, I den zu messenden Gesamtstrom und i_g den Zweigstrom im Galvanometer, so gilt:

$$I = k i_g,$$

wobei

$$k = \frac{z+\gamma}{z}.$$

Das heißt, man kann aus dem am Instrument abgelesenen Zweigstrom den tatsächlichen Strom angeben, wenn man den Zweigstrom i_g mit einem Reduktionsfaktor k gleich $\frac{z+\gamma}{z}$ multipliziert. Die Eichung des in seinem Meßbereich erweiterten Galvanometers kann so ohne anderweit bekannte starke Ströme, lediglich mit Hilfe der Grundeichung und einfacher, mit Schwachstrom ausführbarer Widerstandsmessungen geschehen. Man bezeichnet dabei sehr zweckmäßig ein derartig mit Nebenschluß versehenes Galvanometer als „gewehrtes" Galvanometer.

Elektrometerwehr.

Ganz analog kann man den Meßbereich eines Elektrometers in weitem Maße verändern, wobei man ganz dieselben Annehmlichkeiten bei der Ermittlung des Reduktionsfaktors hat. Ich möchte dieser Analogie wegen ein so benutztes Elektrometer als „gewehrtes Elektrometer", und die erforderliche Hilfsanordnung als ein „Elektrometerwehr" bezeichnen.

Es sei E (Fig. 2) ein Elektrometer beliebigen

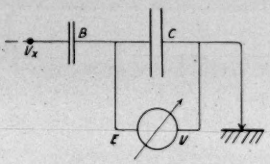


Fig. 2.

Typs mit einer bestimmten Empfindlichkeit. Mit diesem soll eine Spannung gemessen werden, deren Betrag größer ist als der Meßbereich des Elektrometers. Man legt dann vor das Elektrometer einen Kondensator mit der Bindungszahl B cm, parallel zum Elektrometer einen Kondensator so, daß dessen Kapazität auf C cm erhöht wird. Die unbekannte hohe Spannung V_x bindet dann auf dem Innensystem eine Elektrizitätsmenge

$$V_x \frac{B \cdot C}{B+C} = VC,$$

wo V die am Elektrometer gegen Erde abgelesene Spannung bedeutet. Aus der vorigen Beziehung folgt:

$$V_x = k' V,$$

wobei

$$k' = \frac{B+C}{B}.$$

Das heißt, es gelten bei einem so gewehrten Elektrometer dieselben einfachen Beziehungen, wie bei einem gewehrten Galvanometer. Dem parallel geschalteten Widerstand z entspricht hier der in Serie geschaltete Bindungskondensator B. Die Eichung des in seinem Meßbereich erweiterten Galvanometers kann somit ohne anderweit bekannte hohe Spannungen lediglich mit Hilfe der Grundeichung und einfacher mit Niederspannung ausführbarer Kapazität bezw. Bindungszahlmessungen geschehen.

Da die Genauigkeit des Meßergebnisses in hohem Grade von der Genauigkeit des verwendeten Elektrometers abhängt, so empfehlen sich für quantitative Untersuchungen wohl ausschließlich die modernen Faden- und Saiteninstrumente.

Ältere Ausführungsform.

Ein im Frühjahre 1910 hergestelltes transportables Elektrometerwehr zeigt Fig. 3 in der äußeren Ansicht, Fig. 4 in einem Querschnitt. Als Kapazitäten dienen Zylinderluftkondensatoren, die in 27 Variationen durch Einrückmechanismen betätigt werden können. Das Instrument gestattet Spannungsmessungen bis etwa 30000

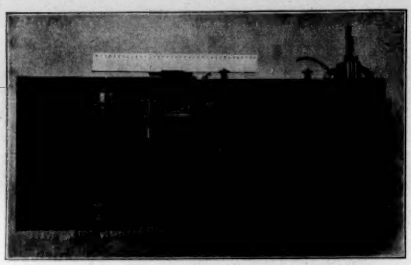


Fig. 3.

Volt. Die Erfahrungen mit dem Instrument waren verhältnismäßig gut. Im Gegensatz zu Kondensatoren mit festem Dielektrikum zeigten die Röhren keine Nachwirkung. Immerhin bereitete die Montage und Kontrolle des Wehres mit nicht weniger als 16 Isolationsstellen, von denen nur eine beschränkte Anzahl völlig geschützt lagen, einige Unbequemlichkeit. Es wurde deshalb versucht, die Zahl der Isolationsstellen auf das äußerste einzuschränken und gleichzeitig die Empfindlichkeit stetig variabel zu machen.

Jetzige Ausführungsform.

Das endgültige Ergebnis der Umkonstruktionen ist aus Fig. 5 zu erkennen, die ein modernes Wehr W mit Elektrometer E zeigt. Oben über dem geerdeten Metallgehäuse M ist die Zuleitungsklemme für die unbekannte Spannung V_x erkennbar. Sie steht über einem Bernsteinisolator I_1 starr mit einer Elektrode b_1 des vorgeschalteten Luftkondensators in Verbindung. Den Abstand von b_1 zu der Gegenelektrode b_2, der im wesentlichen den Betrag der Bindungszahl B ausmacht, kann man durch eine Spiralführung um genau meßbare Beträge bis zur Berührung mit Hilfe kleiner Handgriffe H verstellen. Die Gegenelektrode b_2 sitzt innerhalb eines Schutzringes auf einem unten im Bernstein I_2 isolierten, mit Halbkreissegmenten versehenen Träger T. Diese Segmente c_1 bilden das eine Elektrodensystem des Kondensators C. Die Gegenelektrode wird nach Art der modernen Drehplattenkondensatoren durch ein System durch Handgriffe beweglicher Halbkreisplatten c_2 gebildet. Je nach dem außen ablesbaren Oberflächenbetrage, mit dem sich c_1 und c_2 gegenüberstehen, kann der Wert von C stetig variiert werden.

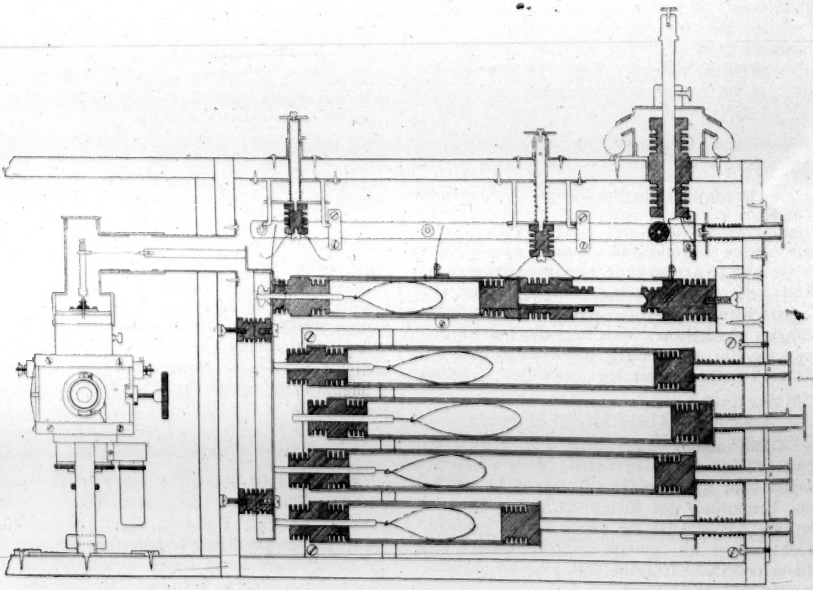


Fig. 4.

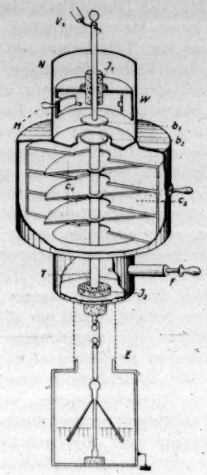


Fig. 5.

T steht direkt mit dem beweglichen System des Elektrometers in Verbindung. Um das sonst unzugängliche Innensystem erden zu können, ist seitlich noch eine Erdungsfeder F angebracht. Besitzt der benutzte Elektrometertyp an sich oben eine Isolationsstelle, so kann I_2 durch Aufpassen des Wehres natürlich in Fortfall kommen.

Fig. 6 zeigt je ein Elektrometer nach Wulf

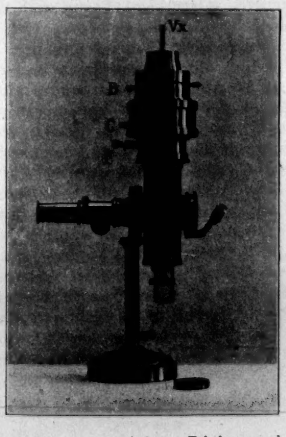


Fig. 6a. Elektrometer nach Lutz-Edelmann der Firma Dr. M. Th. Edelmann mit Wehr.

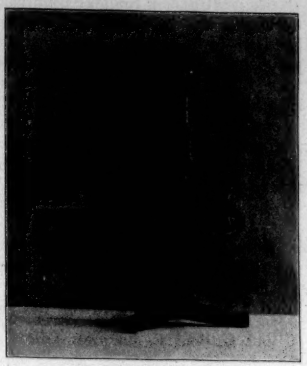


Fig. 6b. Elektrometer nach Wulf der Firma Günther & Tegetmeyer mit Wehr.

und Lutz-Edelmann mit aufgepaßtem Elektrometerwehr.

Eichung.

Die Eichung einer derartigen Meßanordnung macht keinerlei Schwierigkeiten.

In Fig. 7 ist die Grundeichkurve für ein Wulfsches Elektrometer dargestellt, sowie die

Fig. 7.

Kurven für die zur Ermittelung des jeweiligen Reduktionsfaktors wesentlichen Koeffizienten B und C.

Die I. Kurve links besagt also, daß bei direkt angeschaltetem Elektrometer oder Kurzschluß bei B zu den vertikal aufgetragenen Spannungswerten die horizontal aufgetragenen Okularskalenteile Ausschlag gehören.

Die II. Kurve, die der variabeln Bindungszahl B, bestimmt man entweder am abgenommenen Kopf des Elektrometerwehres unter Benutzung einer Hilfsplatte b_1' oder, mit auch noch genügender Genauigkeit, am kompletten Wehr bei der Minimalstellung von C. Da der Wert von B namentlich bei geringen Abständen stark von der Entfernung $b_1 - b_2$ abhängt, empfiehlt es sich, den Nullwert der äußeren Teilung von

dem durch elektrischen Kontakt ermittelten Berührungspunkt der beiden Platten zu rechnen.

Die III., rechte, Kurve ist die Eichkurve des parallel geschalteten Drehkondensators C plus der Elektrometerkapazität. Den seitlich am Elektrometerwehr einstellbaren Drehungsgraden entsprechen die einfach mit dem Harmsschen Kondensator ermittelten Kapazitätswerte. Die Eichkurve verläuft nahezu linear bis zu einem Maximalbetrag von etwa 100 cm.

Gebrauch des Wehres.

Mit Hilfe dieser drei Eichkurven kann man dem Elektrometer von vornherein jeden beliebigen Meßbereich vorschreiben, denn man kann durch passende Einstellung der Skalen von B und C dem Reduktionsfaktor $\frac{B+C}{B}$ jeden gewünschten Wert, also auch 10, 20, 50, 100 usf. geben. Auch läßt sich die Einstellung so treffen, daß ein bestimmter Skalenteil, beispielsweise der 30., gerade einer Spannung von 3000 Volt entspricht.

Während der Messung ist die Einstellung nach den vorhandenen Spannungen gleichfalls ohne weiteres ausführbar. Der Reduktionsfaktor kann dann nachträglich ermittelt werden, genau wie bei galvanometrischen Messungen. Die Möglichkeit doppelter Variation ist nicht nur für die Eichung, sondern auch bei Ausführung von Messungen in mehreren Fällen sehr vorteilhaft.

Da das Elektrometerwehr, das ursprünglich ausschließlich für spezielle Messungen des atmosphärischen Potentialgefälles entworfen war, auch anderwärts als Ergänzung zu vorhandenen Elektrometern erwünscht sein kann, habe ich der Firma Falter & Sohn, München, Kreuzstraße, welche die von mir benutzten Wehre gebaut hat, die weitere Herstellung übertragen. Die gewöhnlichen käuflichen Wehre gestatten k' zwischen 1 und reichlich 100 zu variieren; für besondere Zwecke läßt sich durch entsprechende Konstruktion k' noch erheblich steigern.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 7. Dezember 1911.)

Bestimmungen des Emanationsgehalts im Meerwasser und der induzierten Aktivität der Luft zwischen der chilenischen Küste und der Osterinsel. I.

Von Walter Knoche.

Während einer Reise auf dem chilenischen Schulschiffe „General Baquedano“ in den Monaten März—Mai des Jahres 1911, die ich zwecks Errichtung einer Meteorologischen Station auf der Osterinsel von Talcahuano aus unternahm, konnte ich eine Reihe Messungen sowohl der Seewasser enthaltenen Emanation wie auch der induzierten Aktivität, welche der Emanation der Luft entstammt, ausführen. Die Werte werden vor allem deswegen Interesse beanspruchen, weil die Beobachtungen teilweise in großer Entfernung des Kontinentes ausgeführt wurden, weil ferner aber die Messungen über dem Meere noch immer sehr spärliche sind. Erfreulich waren die ausgezeichneten Bedingungen, unter denen gearbeitet werden konnte. Dank der Zuvorkommenheit des Kommandanten, Fregattenkapitäns Herrn Swett, stand mir die Backbordseite der Brücke zur ungestörten Verfügung; die Beobachtungen gewannen an Sicherheit dadurch, daß fast ausschließlich gesegelt wurde; unangenehme Zitterbewegungen, welche durch die Schraube verursacht werden, ebenso eventuelle Beeinträchtigungen der Beobachtungen durch den Rauch kamen so in Wegfall. Um bei der relativen Kleinheit der Werte exakt arbeiten zu können, wurden die Emanationsbestimmungen und die Beobachtungen der atmosphärischen Aktivität mit verschiedenen Elektroskopen ausgeführt. Die Elektroskope waren Wulfscher Konstruktion, d. h. mit Quarzfäden versehen und von der Firma Günther & Tegetmeyer verfertigt. Die Isolation war bei beiden Instrumenten eine ausgezeichnete, ihre Prüfung wurde vor und nach jeder Ablesung vorgenommen, alle Messungen konnten ohne Zuhilfenahme von Na-Trocknung ausgeführt werden; an den feuchten, den zugleich stürmischen Tagen während der Rückfahrt wurde nicht beobachtet. Im Gegensatz zu den früheren Blattelektroskopen, die gerade auf See die unangenehmen und die Genauigkeit der Ablesung stark beeinträchtigenden Bewegungen des Auf- und Abpumpens zeigten, erlaubte die Beobachtung der Quarzfäden, die bei gleichbleibender Entfernung zueinander nur rhythmische seitliche Bewegungen aufweisen, ein exaktes Ablesen bis auf $^1/_{10}$ Skalenteile; beide Elektroskope konnten für zwei Empfindlichkeiten benutzt werden; es wurde ständig mit der größeren (Skala bis etwa 170 Volt) gearbeitet. Die Instrumente standen zur Ablesung im Steuerhäuschen, d. h. sie wurden während der Beobachtung nie vom Sonnenlicht getroffen. Die Erdung erfolgte durch einen mit Blei beschwerten, ins Wasser herabhängenden Kupferdraht.

1. Emanationsbestimmungen des Seewassers.

Das verfügbare Gesamtvolumen, Schüttel-

flasche, Gebläse, Ionisierungskammer betrug 3 l. In die Schüttelflasche wurde das Seewasser direkt aus dem Meer hineingefüllt, um ein Umgießen zu vermeiden. Zwei Minuten nach Entnahme des Wassers wurde die Flasche mittels des Gebläses an das Elektroskop angeschlossen und die Flasche $^1/_2$ Minute lang kräftig geschüttelt; daraufhin wurde während einer Minute das Gebläse in rhythmische Bewegung gesetzt, und zwar indem 30 mäßig starke Druckbewegungen stattfanden. Bevor die durch das Wasser getriebene Luft in das Elektroskop gelangte, passierte sie einen Wattebausch, um etwa vorhandene Tröpfchen nicht mitreißen zu lassen. Nach dem Blasen wurde $1^1/_2$ Minute gewartet, so daß nach fünf Minuten die erste Ablesung stattfand; nach 25 Minuten wurde der Abfall beobachtet. Der gefundene Wert entspricht also dem von 15 Minuten nach Einfüllung des Wassers in die Schüttelflasche. Es erübrigt sich zu sagen, daß unter den gleichen Bedingungen, aber bei leerer Flasche, vor und nach dem Versuch unmittelbar Kontrollmessungen stattfanden. Diese genaue Zeitfolge wurde eingehalten, um wenigstens für die auf dieser Reise angestellten Beobachtungen gleiche Versuchsbedingungen zu haben, ein Punkt, der bisher bei ähnlichen Messungen, ich erinnere auch an die der induzierten Aktivität nach der Elster und Geitelschen Drahtmethode, leider wenig Beachtung gefunden hat. Die vorstehende Tabelle enthält die Resultate der 30 Emanationsbestimmungen.

	Mittagsbesteck		Datum	Zeit	Mache-Einheiten	
	Länge W	Breite S				
1	74° 32′ 0″	31° 53′ 6″	27. III. 1911	5 p 32	0,03	0
2	75 28 7	29 18 6	28. „ „	5 p 45	0,06	1
3	76 54 8	27 29 2	29. „ „	8 p 0	0,00	0
4	78 36 0	25 47 0	30. „ „	9 p 32	0,00	0
5	80 28 1	24 55 7	31. „ „	9 a 58	0,00	0
6	82 42 3	24 26 1	1. IV. „	10 a 5	0,02	0
7	84 58 4	24 14 3	2. „ „	10 a 0	0,02	0
8	87 3 5	24 10 5	3. „ „	10 a 5	0,01	0
9			3. „ „	5 p 48	0,00	0
10	88 38 1	24 5 7	4. „ „	6 p 0	0,00	0
11	91 30 2	24 5 0	5. „ „	10 a 8	0,00	0
12			5. „ „	8 p 35	0,04	0
13	96 17 0	24 25 1	7. „ „	10 a 13	0,16	2
14	97 43 5	24 40 0	8. „ „	11 a 15	0,04	0
15	100 12 3	25 6 7	9. „ „	4 p 43	0,02	0
16	102 46 8	25 30 8	10. „ „	5 p 45	0,18	2
17	105 7 3	26 2 0	11. „ „	4 p 47	0,20	2
18	107 0 6	26 38 5	12. „ „	2 p 57	0,06	1
19	109 28 0	27 8 0	25. „ „	3 p 0	0,18	2
20	106 1 0	29 4 9	27. „ „	10 a 0	0,03	0
21			27. „ „	9 p 10	0,02	0
22	104 17 5	31 5 4	28. „ „	5 p 45	0,01	0
23	102 21 5	32 52 1	29. „ „	10 a 10	0 00	0
24	99 28 7	34 39 5	30. „ „	8 p 36	0,06	1
25	97 29 3	35 29 8	1. V. „	3 p 30	0,16	2
26	94 49 3	35 47 5	2. „ „	9 a 30	0,00	0
27	93 1 5	35 36 5	3. „ „	10 a 55	0,07	1
28	89 38 5	35 19 2	4. „ „	9 a 40	0,00	0
29	87 14 0	35 6 3	5. „ „	10 a 40	0,01	0
30	84 55 6	34 38 2	6. „ „	10 a 45	0,02	0

Das erhaltene Mittel ergibt 0,05 Mache-Einh.; die Extreme schwanken zwischen 0,00 und 0,20 Einh.; das Mittel, welches ich nach Messungen im September und Oktober 1908[1]) mit dem Fontaktoskop nach Engler und Sieveking im Atlantik erhielt, schwankten zwischen 0,00 und 0,29 Mache-Einh.; doch war das Mittel höher: 0,12. Zweifellos sind die oben mitgeteilten Messungen weit exakter, doch ist die Abweichung nicht überaus groß; es ist ja auch die Möglichkeit vorhanden, daß tatsächliche Differenzen im Sinne der erhaltenen Resultate bestehen. Die Kleinheit der Werte erklärt es, wenn z. B. Wasserproben aus der Danziger Bucht, die im November 1903 und Februar 1904 geschöpft, aber erst nach zwei Tagen untersucht wurden[2]), überhaupt keine Radioaktivität erkennen ließen. Bei der Verschiedenheit des Ostseewassers von dem Wasser der Ozeane, in dem ja häufig gar keine oder nur eine verschwindende Spur von Emanation nachzuweisen ist, fällt das negative Resultat noch weniger ins Gewicht. — Bei Abrundung auf eine Dezimale geben aus der gefundenen Reihe 21 Werte mit 0,0 einen negativen und 9 Werte, zwischen 0,1 und 0,2 schwankend, einen positiven Befund. Hieraus geht schon hervor, daß der Gehalt des Meerwassers an aktivem Gase lokal außerordentlich wechselt, und es sehr zahlreicher exakter Untersuchungen bedarf, ehe wir imstande sein werden, über ihre Verteilung an der Oberfläche und in der Tiefe des Weltmeeres auch nur einen flüchtigen Überblick zu gewinnen. — Ein großes Interesse beansprucht die Frage nach der Herkunft der *Ra*-Emanation im Meerwasser. Entweder entstammt die aus dem Oberflächenwasser ausgetriebene Emanation der Atmosphäre, oder aber sie entstammt dem Meeresboden. Da überall, wie schon gezeigt wurde, und wie es auch aus den später mitgeteilten Ergebnissen hervorgeht, *Ra*-Emanation auch in landfernen Gebieten vorhanden ist, so wäre an sich die Möglichkeit vorhanden, daß das Oberflächenwasser, ähnlich wie es den Sauerstoff und Stickstoff der atmosphärischen Luft absorbiert, auch *Ra*-Emanation aufnimmt. Demzufolge müßte der Gehalt an *Ra*-Emanation in den küstennahen Gewässern am größten sein; dies ist wohl nicht der Fall, wie überhaupt eine Kongruenz der später folgenden Werte der induzierten Aktivität, die ja ein gewisses Maß für den Emanationsgehalt der Luft bilden, zu den Werten der

1) Diese Zeitschr. 10, 158, 1909.
2) Krümmel, Handb. d. Ozeanogr. I, S. 291.

gegebenen Tabelle nicht vorhanden ist. Regen und Wind, die bei einer Zuführung des radioaktiven Gases eine Rolle spielen würden, lassen gleichfalls Beziehungen zu den Daten vermissen. Eine gewisse Vermehrung der Emanation scheint mit der Zunahme des spez. Gewichts S[1]) und der Oberflächentemperaturen, die untereinander aber ungefähr gleichzeitig zunehmen, einherzugehen. Es wurden gefunden:

$S = 1{,}0252 = 1{,}0255$: 0,02 Mache-Einh. (4 Fälle),
$S = 1{,}0256 = 1{,}0259$: 0,03 „ (14 Fälle),
$S = 1{,}0260 = 1{,}0264$: 0,08 „ (9 Fälle),

bzw. für

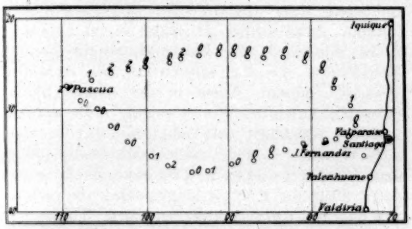
$t = 17^0 - 19^0$ C: 0,02 Mache-Einh. (10 Fälle),
$t = 20^0 - 22^0$ C: 0.03 „ (9 Fälle),
$t = 23^0 - 25^0$ C: 0,07 „ (10 Fälle).

Würde die Emanation aus der Luft stammen, so müßte sie mit der Zunahme der Dichte des Wassers und der Temperatur, letzteres nach den Versuchen von Himstedt[2]), gerade abnehmen. Abgesehen davon sind auch in Binnenseewässern, trotz der emanationsreicheren Luft über ihnen, keine größeren Emanationsmengen nachgewiesen worden, obwohl (im Falle des Gleichgewichts) in der Volumeneinheit Wasser der dritte bis vierte des Gehalts der Volumeneinheit Luft an *Ra*-Emanation enthalten sein könnte.

Es sprechen daher alle Vermutungen dafür, daß die Emanation im Meerwasser, sei es den darin enthaltenen *Ra*-Produkten entstammt, oder, wohl wahrscheinlicher, vom Meeresboden aus, durch Konvektionsströmungen heraufgeführt wird. Tatsächlich sind gelegentlich Messungen über den *Ra*-Gehalt des Seewassers ausgeführt worden. Nach Strutt[3]) enthält 1 g Seewasser etwa 450 mal weniger *Ra* als 1 g Gestein; Eve[4]) fand (im Seewasser von der amerikanischen Küste) mit $6{,}10^{-16}$ g *Ra* pro 1 g Seewasser nur etwa $^1/_7$ der von Strutt erhaltenen *Ra*-Menge. Aus dem Wasser des mittleren Ozeans erhielt Eve nur $3{,}10^{-16}$ Gewichtseinheiten *Ra* auf die entsprechende Menge Wasser. Hieraus zog letzterer den generellen Schluß, daß die *Ra*-Aktivität des Wassers vom Lande aus gegen die Mitte des Ozeans hin abnimmt. Nach ihm wird durch die Flüsse das Uran vom Lande weggespült, um im Meere zu Boden zu sinken, und somit auch den Sedimentgesteinen eine *Ra*-Menge mitzuteilen. Joly[5]), der übrigens gleichfalls geringe Spuren von Emanation im Seewasser nachweisen konnte, fand zwar wechselnde Mengen von *Ra* pro Gewichtseinheit Meerwasser, ohne aber die Abnahme gegen die Mitte zu bestätigen. Die obige Tabelle würde durchaus für die Jolyschen Angaben sprechen, nur finden sich in ihr die größten Werte der Emanation in vom Kontinente sehr entfernten Gebieten. Es ist zu erwägen, ob die im Meersalz, bzw. im Meerwasser vorhandene *Ra*-Menge ganz allein den Elementen *Ur* bis *Ra C* entspricht, da wir uns vergegenwärtigen müssen, daß die Niederschläge über dem Meere die in der Luft vorhandenen Induktionen dem Ozeanwasser zuführen. Diese Induktionen sind aber, wie später zu zeigen ist, Tochterprodukte der dem Festlandsboden entstammenden Emanation. Hiernach findet also in dem Meeresbecken eine andauernde Anreicherung zunächst an strahlenlosem *Ra D* statt, dem aber das α- bzw. β-Strahlen aussendende *Ra E* und *Ra F* folgen. Auch durch die Flüsse wird ein großer Teil der *Ra*-Induktionen auf diese Weise dem Meere zugebracht werden. Die im Wasser vorhandene Emanation muß aber dem primären *Ra* entspringen; sie wird nun, da wir die atmosphärische Herkunft ausschließen müssen, in welchem Falle, abgesehen von den erwähnten Einwänden, sie allgemeiner im Meerwasser vorhanden sein müßte, Exhalationen des Meeresbodens zuzuschreiben sein, die lokal, wie auch über dem Erdreich der Kontinente, sehr verschieden stark anzunehmen ist. Vielleicht spielt untermeerische vulkanische Tätigkeit hierbei eine Rolle. Außerdem wird die Verteilung der Konvektionsströmungen von Bedeutung für Vorkommen oder Nichtvorkommen von *Ra*-Emanation im Seewasser sein, da nur in ihnen ein Gastransport aus großen Tiefen an die Oberfläche möglich ist. Die Langsamkeit der Vertikalbewegungen in den Ozeanen läßt uns die Kleinheit der Werte infolge des Abklingens, sofern sie nicht überhaupt auf 0 sinken, verständlich erscheinen. — Wir finden im Schiffskurse fünf Gebiete von etwas stärkerem Emanationsgehalt (über 0,05) am 28. III., am 1. IV., vom 10. bis zum 12. bzw. 25. IV., vom 30. IV. bis zum 1. V. und am 3. V., das erste noch in ziemlicher Nähe der Küste, das zweite in Landferne. Während in der Nähe von San Félix und San Ambrosio keine Spuren von Emanation im Wasser festzustellen sind, erscheinen positive Ergebnisse im Bereiche von Sala y Gomez und der Osterinsel, beide auf der gleichen vulkanischen Unterseeschwelle gelegen, und wiederum folgen zwei Gebiete in Landferne, das erstere, vom 30. IV. bis 1. V., etwa unter derselben Länge wie das vom 7. IV. Äußerlich fehlt jede Beziehung dieser Gebiete zueinander. Der

1) Bezogen auf Meerwasser von 15° und destilliertes Wasser von 4° C.
2) Diese Zeitschr. **5**, 210, 1904.
3) Proc. Roy. Soc. **78**, 150, 1907.
4) Diese Zeitschr. **8**, 280, 1907.
5) Phil. Mag. **15**, 385 u. **16**, 194, 1908.

Meeresboden besteht zwischen Valparaiso und der Osterinsel wahrscheinlich zu einem großen Teil aus eruptiven Decken, wie auch die hier im roten Tone vorkommenden Manganknollen möglicherweise vulkanischen Ursprungs sind. Nach Gümbel[1]) bilden sich die Manganknollen durch unterseeische Ergüsse juvenilen Wassers oder aus vulkanischen Eruptionen, die ihren reichlichen Mangan- und Eisengehalt bei Berührung mit dem Seewasser ausfällen können. Die geringen Beimengungen von Blei, dem Endprodukte der *Ra*-Reihe, in den Manganknollen, die sich seit der Tertiärzeit bis heutigentags bilden, würde für die untermeerische Herkunft des *Ra* und seiner Emanationen sprechen. Blei ist überhaupt in den Abscheidungen des Seewassers (Korallen, Algen) nachgewiesen worden;



Verteilung des Emanationsgehaltes des Meerwassers zwischen Valparaiso und Osterinsel in $^1/_{10}$ Mache-Einheiten. (Die Kreise entsprechen dem Mittagsort des Schiffes.)

es müßte bei der vorher betonten ständigen Zuführung von *Ra*-Induktionen terrigenen oder submarinen Ursprungs eine andauernde Vermehrung erfahren. Da ein großer Teil des abyssischen Wassers wahrscheinlich während sehr langer Zeiten sich im Ruhestande befindet, Thoulet[2]) bezeichnete es als fossiles Wasser, so müßte naturgemäß in der Schicht, die dem Meeresboden am nächsten ist, der Emanationsgehalt, nach der Bodenformation zwar wechselnd, ein weit reicherer sein als im Oberflächenwasser. Joly gibt übrigens den *Ra*-Gehalt der Tiefseesedimente zwischen $0{,}6 - 51 \cdot 10^{-12}$ g pro g Substanz an. Es ist daher anzunehmen, daß im Meerwasser die Emanation durchaus nicht in verschwindender Menge vorhanden zu sein braucht, daß sie aber nur unter besonderen Bedingungen bei ihrem ziemlich raschen Zerfall noch im Oberflächenwasser nachzuweisen ist[3]). Es ist also wenig wahrscheinlich, daß der Emanationsgehalt der Luft über den Ozeanen, der ja, wenn auch kleiner als über dem Festland, durchaus nicht auf sehr minimale Werte sinkt, dem Meerwasser entstammt.

(Eingegangen 6. November 1911.)

1) Gazelle-Expedition II, S. 33.
2) Krümmel, Handb. der Ozeanogr. II, S. 492.
3) Wäre z. B. am Ausgangspunkt in der Tiefe 1 Mache-Einheit an Emanation vorhanden, so würde, wenn das Wasser zum Aufsteigen bis an die Oberfläche nur 30 Tage braucht, der Wert schon auf 0,00 gesunken sein, ihr Nachweis also mißlingen.

Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus der Intensität longitudinaler und transversaler Erdbebenwellen.

Von Ludwig Geiger und Beno Gutenberg[1]).

Die vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung der in dieser Zeitschrift erschienenen Mitteilung über die Konstitution des Erdinnern[2]). Die erste Untersuchung war nur auf der Intensität longitudinaler Erdbebenwellen basiert, während die vorliegende Arbeit in erster Linie Transversalwellen berücksichtigt. Die Untersuchung der Transversalwellen bereitet wesentlich größere Schwierigkeiten als diejenige der Longitudinalwellen aus folgenden 3 Ursachen: 1. Über den Schwingungswinkel der Transversalwellen ist a priori nichts bekannt; so heiße der Winkel zwischen der Strahlebene (= Ebene durch Herd, Erdmittelpunkt, Station) und der Schwingungsebene der Transversalwelle; die meßbare Bodenverrückung hängt aber von diesem Winkel ab. 2. Es hat sich nötig gezeigt, die Bodenverrückungen der Transversalwellen mit denjenigen der Longitudinalwellen zu vergleichen. Dazu muß man aber das Verhältnis der zugehörigen Perioden kennen, das oft schwierig zu bestimmen ist. 3. Nahe bei den Transversalwellen liegen verschiedene andere Wellen, wodurch die Identifizierung der einzelnen Wellen sehr erschwert wird.

Beobachtungsmaterial. Nach den Erfahrungen der früheren Arbeit durften nur Beben mit gut ausgeprägter Registrierung benützt werden. Es wurden von uns die Göttinger Registrierungen von Januar 1904 bis Dezember 1911 untersucht und gefunden, daß bei allen Beben, deren Herddistanz $\Delta < 34^0$ ist, die Bodenverrückungen so kompliziert sind, daß sie keinen Schluß auf den Schwingungswinkel gestatten. Die Beben mit $34^0 < \Delta < 63^0$ mußten wegen der Schwierigkeit (3) (Identifizierung) ausscheiden. Es blieben schließlich nur 20 Beben mit $\Delta > 63^0$ übrig; auch bei diesen hatten die Transversalwellen zu geringe Vertikalbewegungen, so daß nur die beiden Horizontalkomponenten benutzt

1) Vorläufige Mitteilung über eine demnächst erscheinende gleichnamige Arbeit (Göttinger Nachrichten math.-phys. Klasse).
2) L. Geiger u. B. Gutenberg, diese Zeitschr. 12, 814–818, 1911.

werden konnten. Die Transversalwellen all dieser 20 Beben schwingen innerhalb der Beobachtungsfehler ($\pm 7^0$) in der Strahlebene.

Nomenklatur. Longitudinalwellen werden mit P, Transversalwellen mit S bezeichnet. Bei reflektierten Wellen werden diese Symbole in der zeitlichen Reihenfolge der einzelnen Bögen gesetzt, z. B. heißt PPP die 2 mal reflektierte Longitudinalwelle, SPS eine 2 mal reflektierte Welle, die zuerst transversal, dann longitudinal und zuletzt wieder transversal schwingt; solche Wellen mit wechselndem Charakter heißen Wechselwellen. Alles, was sich auf Longitudinalwellen bezieht, wird mit lateinischen, was sich auf Transversalwellen bezieht, mit deutschen Buchstaben bezeichnet. Als Laufzeit T bezeichnet man die Zeit, die eine Welle braucht, um vom Herd zur Station zu gelangen. T als Funktion der Herddistanz heißt Laufzeitfunktion, ihre 1. Ableitung ist die $\sin i(\Delta)$-Funktion; i ist derjenige Winkel, den der Erdbebenstrahl an der Erdoberfläche mit dem Lote bildet. Für 2 Wellen des gleichen Bebens aus der Herddistanz Δ kann man das Verhältnis der Amplituden der Bodenverrückungen bilden. Dieses Verhältnis als Funktion von Δ heißt Amplitudenfunktion.

Theorie. Es wurde von uns die für Longitudinalwellen entwickelte Theorie der Zoeppritzschen Methode[1]) auf Transversalwellen ausgedehnt. Liegt $\sin i(\Delta)$ für P und S vor, so kann man alle beliebigen Amplitudenfunktionen bis auf einen konstanten Faktor berechnen. Es wurde so $\frac{SS}{P}(\Delta)$, $\frac{SPS}{PP}(\Delta)$, $\frac{S}{P}(\Delta)$ berechnet. Dabei zeigte sich, daß die hierin auftretenden reflektierten Wellen in gewissen Gebieten äußerst schwach ankommen. Das kommt dann davon, daß bei der Reflexion der größte Teil der einfallenden Energie als Wechselwelle weitergeht. Die quantitativen Verhältnisse bei der Reflexion zeigt Fig. 1: die linke Ordinatenskala gibt in Prozenten das Energieverhältnis

$$\frac{\mathfrak{E}_r}{\mathfrak{E}_i} = \frac{\text{reflektierte transversale Energie}}{\text{einfallende transversale Energie}} \quad \text{resp.}$$

$$\frac{E_r}{E_i} = \frac{\text{reflektierte longitudinale Energie}}{\text{einfallende longitudinale Energie}};$$

die rechte Ordinatenskala gibt in Proz. das Energieverhältnis $\frac{E_r}{\mathfrak{E}_i}$ resp. $\frac{\mathfrak{E}_r}{E_i}$; die linke Skala gilt also für gleichartig reflektierte Wellen, die rechte für Wechselwellen. Die beiden unteren Abszissenskalen geben die Einfallswinkel i resp. $\mathfrak{i}$

1) L. Geiger u. B. Gutenberg, Göttinger Nachrichten math.-phys. Klasse (im Druck).

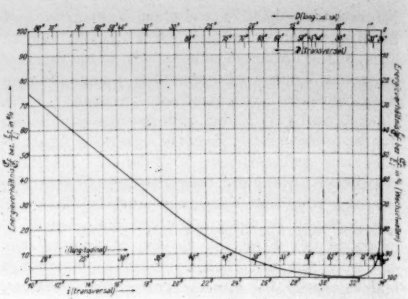


Fig. 1.

longitudinaler resp. transversaler Wellen, die beiden oberen Abszissenskalen die zum longitudinalen resp. transversalen Strahlbogen gehörigen Zentriwinkel D resp. $\mathfrak{D}$ in Graden. Z. B. Wie wird eine Longitudinalwelle in der Herddistanz $\Delta = 20^0$ reflektiert? Es ist $D = \Delta = 20^0$; diesem Werte in der oberen Skala entspricht unten der Wert $i = 49{,}7^0$. Es werden 2 Wellen reflektiert: eine Longitudinalwelle unter dem Winkel $i = 49{,}7^0$, eine transversale unter dem Winkel $\mathfrak{i} = 25{,}2^0$. Die linke Skala zeigt, daß 7 Proz. der Energie longitudinal, die rechte, daß 93 Proz. transversal weitergehen. Die ganze einfallende Energie findet sich also in diesen beiden abgehenden Wellen wieder. Dem Punkt $D = 20^0$ in der einen oberen Skala entspricht der Punkt $\mathfrak{D} = 67^0$ in der anderen oberen Skala, d. h. die abgehende Transversalwelle besitzt einen Zentriwinkel von 67^0.

Wegen dieser eigenartigen Reflexionsvorgänge mußte das Beobachtungsmaterial noch weiterhin eingeschränkt werden; so erweisen sich SS und SSS als viel zu schwach. Die bisher als SS gedeutete Welle hat sich bei $\Delta > 71^0$ als SPS erwiesen, die beiden andern Wechselwellen PSS und SSP, die die gleiche Laufzeit wie SPS haben, sind gegenüber SPS äußerst schwach. Die folgende Übersicht zeigt, welche Wellen für die vorliegende Arbeit übrig blieben und in welchen Distanzen sie verwendbar sind:

Welle	Δ^0
P	< 82
$PP = P_{R1}$ . .	40,3 bis 164
$PPP = P_{R2}$ . .	61 „ 246
S	63 „ 82
SPS	71 „ 150

Die Theorie der Zoeppritzschen Methode haben wir durchgeführt unter der Annahme, daß die Transversalwellen streng in der Strahlebene schwingen. Aber selbst wenn der Schwingungswinkel einen Fehler von $+20^0$ hat, so ändert sich dadurch die Bodenverrückung bei

den in der Übersicht genannten Distanzen für S nur um $1^1/_4$ Proz., für SPS um $6^1/_2$ Proz.

Der Gang der eigentlichen Untersuchung erfolgte ganz analog demjenigen der früheren Untersuchung über Longitudinalwellen.

Beobachtete Amplitudenfunktionen. Für $71^0 < \Delta < 90^0$ wurden 9 Werte für $\frac{SPS}{PP}$, für $63^0 < \Delta < 82^0$ wurden 15 Werte für $\frac{S}{P}$ gemessen. Fig. 2 zeigt z. B. die Lage der $\frac{S}{P}$-Werte, wobei der Übersichtlichkeit halber die $\frac{S}{P}$-Werte in logarithmischem Maßstabe gezeichnet sind. Die eingezeichnete Kurve wird unten besprochen werden.

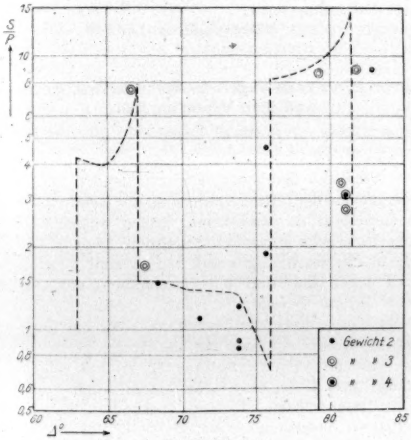


Fig. 2.

Sin i (Δ)-Funktion für Transversalwellen. Die Beobachtungen in Fig. 2 signalisieren bei $\Delta = 67^0$ und $\Delta = 81^1/_2{}^0$ je eine Unstetigkeitsfläche im Erdinnern; diese beiden Unstetigkeitsflächen sind offenbar die gleichen, die in der früheren Arbeit für $\frac{PP}{P}$ bei $\Delta = 63^0$ und $\Delta = 76^0$ gefunden worden waren. Die bei den Longitudinalwellen bei $\Delta = 40^0{,}3$ gefundene Unstetigkeitsstelle ist bei den Transversalwellen leider nicht zu beobachten. Sin i (Δ) wurde folgendermaßen festgelegt: für $0^0 < \Delta < 40^0{,}3$ wurde sin i (Δ) = sin i (Δ) gesetzt; damit vertragen sich die von Zoeppritz beobachteten Laufzeiten und auch $\frac{SPS}{PP}$ (Δ) gut. Sin i (Δ) = sin i (Δ) heißt aber, daß P und S gleiche Wege erhalten, so daß die sin i (Δ)-Kurve in der gleichen Distanz wie sin i (Δ), nämlich $40^0{,}3$ einen Knick besitzen muß. Weil S und PS zwischen $\Delta = 40^0{,}3$ und 65^0 fast die gleiche Laufzeit besitzen, ist sin i ($40^0{,}3 < \Delta < 67^0$) recht schwer zugänglich. $\frac{S}{P}$ (Δ) liefert nur $\left(\frac{\partial \sin i}{\partial \Delta}\right)_{\Delta = 65^0}$; bei der Konstruktion des Verlaufs von sin i ($40^0{,}3 < \Delta < 67^0$) mußte ein Kompromiß zwischen dem Habitus von sin i und der beobachteten Laufzeit von S geschlossen werden. Sin i ($67^0 < \Delta < 82^0$) folgt sowohl aus $\frac{S}{P}$ (Δ) als auch aus den Laufzeiten für S.

Fig. 3 zeigt die neue sin i (Δ)-Funktion und zum Vergleich auch die neue sin i (Δ)-Funktion. Die

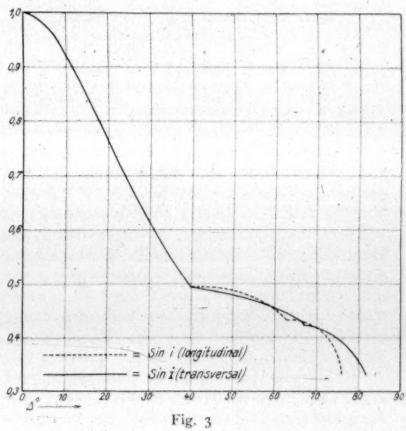
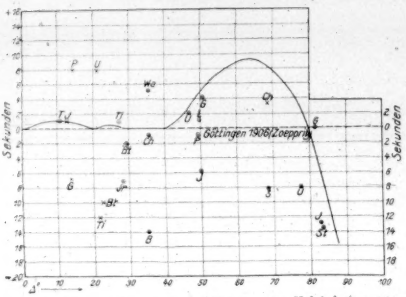


Fig. 3

auf Grund dieser neuen sin i (Δ)-Funktion berechnete $\frac{S}{P}$ (Δ)-Funktion ist in Fig. 2 eingezeichnet; man sieht, daß sie die Beobachtungen recht gut darstellt. Die Vertikalstellen bei $\Delta = 63^0$ und $\Delta = 76^0$ stammen von P und sind aus der früheren Arbeit übernommen.

Laufzeitfunktionen. Durch Integration der neuen sin i (Δ)-Funktion erhält man die neue Laufzeitfunktion für S. Fig. 4 für S entspricht Fig. 3 der früheren Arbeit für P. Sie gibt die Differenz einerseits der einzelnen beobachteten Laufzeiten, andererseits der der neuen sin i (Δ)-Funktion entsprechenden Laufzeiten gegenüber der von Zoeppritz angenommenen Laufzeit-

funktion. Es sei ausdrücklich bemerkt, daß die neue Laufzeitfunktion nicht eine Ausgleichung der Beobachtungen sein soll, sondern die Figur soll zeigen, daß die beobachteten Laufzeiten der auf ganz anderem Wege gewonnenen neuen Funktion nicht widersprechen. Auf Grund der



⊙ = Indisches Beben 1905, April 4; X = Kalabrisches Beben 1905, Sept. 8; ⊕ = San Fanzisko-Beben 1906, Apr. 18;

B = Baltimore,	Ir = Irkutsk,	T = Taschkent,
B = Batum,	L = Leipzig,	Ti = Tiflis,
Ch = Cheltenham,	P = Potsdam,	U = Upsala,
G = Göttingen,	S = Samoa,	Wa = Washington.
J = Jena,	St = Straßburg.	

Fig. 4

neuen Laufzeitfunktion für P und S haben wir die Laufzeitfunktionen für PP, PPP, SS, SSS, PS, PPS, PSS, $PPSS$ berechnet. Die Laufzeitfunktionen dieser Wechselwellen gelten natürlich auch für diejenigen Wechselwellen, die man durch Umstellen ihrer Symbole erhält. Auf Grund dieser Laufzeitfunktionen wurden dann die Herddistanzen der benützten Beben revidiert. Fig. 2 enthält bereits die so berichtigten Δ-Werte.

Konstanten der drei Unstetigkeitsflächen. Nach der Herglotz-Wiechertschen Methode[1]) wurde die Tiefe der zweiten und dritten Unstetigkeitsfläche aus $\sin i\,(\Delta)$ berechnet, während die Tiefe der ersten Unstetigkeitsfläche nicht neu berechnet werden konnte. Es ergab sich als Tiefe der zweiten resp. dritten Unstetigkeitsfläche $1747 + 100$ und $2491 + 150$ Kilometer, während die Longitudinalwellen $1677 + 100$ und $2435 + 150$ Kilometer geliefert hatten. Die Differenz ist also nur 70 Kilometer $= 4$ Proz. resp. 56 Kilometer $= 2^1/_4$ Proz. Die folgende Übersicht gibt für die wahrscheinlichsten Tiefenwerte der drei Unstetigkeitsflächen die Geschwindigkeiten V der Longitudinalwellen, $\mathfrak{B}$ der Transversalwellen und die Poissonsche Konstante μ:

1) E. Wiechert und L. Geiger, diese Zeitschr. 11, 294—311, 1910.

Tiefe km	V km/Sek	$\mathfrak{B}$ km/Sek	μ
$1193 + 50$	11,80	6,59	0,273
$1712 + 100$	12,22	6,86	0,270
$2454 + 100$	13,29	7,32	0,282

Zusammenfassung der Resultate:

1. Das Studium der transversalen Erdbebenwellen für Herddistanzen zwischen 63^0 und 82^0 ergibt, daß diese Wellen in der Ebene durch Herd, Erdmittelpunkt, Station schwingen.

2. Die Intensitätsverhältnisse der longitudinalen und transversalen Wellen lassen sich quantitativ durch je eine Hypothese darstellen die sich mit den Zoeppritzschen Laufzeitbeobachtungen verträgt.

3. Die bei den Longitudinalwellen gefundenen drei Unstetigkeitsflächen wurden durch die Beobachtungen an Transversalwellen gut bestätigt.

Göttingen, Geophysikalisches Institut, den 18. Dezember 1911.

(Eingegangen 21. Dezember 1911.)

Zwei Einwände gegen die Relativitätstheorie und ihre Widerlegung.

Von M. Laue.

I.

Unter all den paradox erscheinenden Folgerungen aus der Zeittransformation der Relativitätstheorie gibt es wohl keine, gegen welche sich der natürliche Menschenverstand bei jedem, der der Sache noch ungewohnt ist, so sehr sträubt, wie gegen die, daß die Zeitangabe einer Uhr von ihrem Bewegungszustand abhängen soll. Schon in seiner grundlegenden Arbeit hat Einstein diese Paradoxie auf die Spitze getrieben in einem Gedankenexperiment, welches neuerdings von Langevin[1]) in einem auch sonst sehr lesenswerten Vortrage besonders hübsch erläutert worden ist.

Mit einer kleinen Abänderung stellt es sich folgendermaßen dar:

Eine Schar von physikalisch ganz gleichen und gleichgestellten Uhren bewege sich mit einheitlicher Geschwindigkeit auf derselben Bahn, alle so nahe benachbart, daß sie als gleichzeitig in demselben Punkte liegend betrachtet werden können. Sie messen dann alle übereinstimmend die Eigenzeit im Minkowskischen Sinne für die ihrer Bewegung entsprechende Weltlinie. In einem bestimmten Moment aber trennen sich ihre Bahnen, und erst nach Ablauf einer gewissen Zeit kommen sie wieder gleichzeitig im gleichen Raumpunkt zusammen, um von da ab wieder eine gemeinsame Bewegung durchzumachen. Bei ihrem Zusammentreffen bestehen

1) P. Langevin, Scientia 10, 31, 1911.

zwischen ihren Angaben Unterschiede, welche dauernd erhalten bleiben. Am weitesten vorgerückt ist während der Trennungszeit diejenige Uhr, welche inzwischen in einem berechtigten Bezugssystem ruhte; und zwar gibt es immer ein und nur ein berechtigtes Bezugssystem, für welches die Orte der Trennung und Wiedervereinigung in demselben geometrischen Punkte liegen.

Der Widerspruch, den innerlich wohl jeder zunächst hiergegen erhebt, hat neuerdings zwei Autoren veranlaßt, an dieser Stelle Einspruch zu erheben. Berg[1]) verwirft die Folgerung und meint, daß in der Einsteinschen Überlegung ein Fehler stecke. Im Gegensatz dazu beweist Wiechert[2]) besonders schlagend, daß sich der geschilderte Sachverhalt aus den Relativgesetzen ergibt, dennoch meint er, er widerspräche dem „unbedingten" Relativitätsprinzip, und zeige besonders deutlich die Ungleichwertigkeit verschiedener „Schreitungen".

Wir wollen diesen Einwand prüfen, indem wir Minkowskis vierdimensionale Welt der Darstellung zugrunde legen. Das Relativitätsprinzip behauptet die Gleichwertigkeit aller zeitartigen Richtungen in ihr. Das Einsteinsche Experiment aber wird durch eine gekrümmte Weltlinie dargestellt, welche sich in einem Weltpunkt A in einer Reihe von Kurven auflöst, die sich alle in einem zweiten Weltpunkte B wieder zu einer einzigen Linie vereinigen. Von allen, die Punkte A und B verbindenden Kurven mit durchweg zeitartiger Richtung hat die gerade Verbindung die längste Eigenzeit; das ist der Inhalt der Einsteinschen Überlegung. Daß auf diese Weise eine unter allen zeitartigen Richtungen ausgezeichnet ist, ist zuzugeben; doch liegt diese Auszeichnung offenbar nicht in den benutzten Naturgesetzen, sondern allein in der Wahl der Weltpunkte A und B, d. h. in den speziellen Voraussetzungen unseres Beispiels.

Zum Schluß sei ein Analogon gestattet. Eine der wichtigsten physikalischen Erkenntnisse ist die der physikalischen Gleichwertigkeit aller Richtungen im (dreidimensionalen) Raum; und eines der elementarsten geometrischen Gesetze lautet, daß zwei Punkte eine gerade Linie, und damit auch eine Richtung bestimmen. Es entspräche dem obigen Einwand gegen die Relativitätstheorie, wenn man jenes Gesetz der Isotropie des Raumes mit Hilfe dieses geometrischen Satzes widerlegen wollte.

II.

Ein weiteres Anzeichen für die Existenz des Äthers sieht Wiechert in dem Vorhandensein von Grenzschreitungen, welche in jedem Bezugssystem mit Lichtgeschwindigkeit vor sich gehen. Für kleinere Geschwindigkeiten gibt er die Richtigkeit der Relativitätsgesetze für sehr wahrscheinlich zu (die Gravitation dürfen wir hier wohl aus der Diskussion ausschalten); aber jenseits dieser Grenze erwartet er ganz neue Erscheinungen, aus welchen der Bewegungszustand des Äthers zu erkennen ist.

Mit einer sehr treffenden Bezeichnungsweise unterscheidet Wiechert den Standpunkt des „bedingten" von dem des „unbedingten" Relativitätsprinzips. Beide stimmen in der mathematischen Formulierung der „Relativitätsgesetze" für Unterlichtgeschwindigkeiten völlig überein. Dennoch unterscheiden sie sich wesentlich in der Wertung des Relativitätsprinzips. Für den ersteren Standpunkt ist es nur eine mathematisch zweckmäßige Rechnungsregel; denn es gibt eben dort ein ausgezeichnetes, im Äther ruhendes Bezugssystem, dessen Zeit „die Zeit" ist, während die Zeit aller anderen Systeme in Lorentzscher Ausdrucksweise nur „Ortszeit" ist. Es ist hier durchaus zulässig, von Geschwindigkeiten jeden Betrages zu sprechen und, da die Lichtgeschwindigkeit in der Tat eine Grenze für die Relativitätsgesetze bildet, von Überlichtgeschwindigkeiten wesentlich neue Erkenntnisse zu erwarten.

Dem zweiten der genannten Standpunkte hingegen ist die Gleichwertigkeit aller Bezugssysteme Naturgesetz; gleichwertig sind sie aber nur, wenn die ihnen zugeordneten Zeiten völlig gleichberechtigt sind. Nun haben schon Einstein und vielleicht noch etwas bestimmter Langevin und der Verfasser[1]) dieser Entgegnung gezeigt, daß die Existenz von Überlichtgeschwindigkeiten die Eindeutigkeit der Zuordnung von Ursache und Wirkung aufheben müßte. (Das bedingte Relativitätsprinzip freilich entgeht diesem Schluß, weil es durch Übergang von den Ortszeiten zu „der" Zeit die Eindeutigkeit wieder herstellen kann.) Es ist somit eine Folgerung aus dem unbedingten Relativitäts- und dem Kausalitätsprinzip, daß Schreitungen jenseits der Wiechertschen Grenzschreitungen nicht vorkommen. Wenn also Wiechert sagt: „Für die Beurteilung dessen, was mit der Materie geschieht, wenn die Grenzen des Gebiets überschritten werden, fehlt heute noch jeder Anhalt", so führt er damit konsequent seinen Standpunkt des bedingten Relativitätsprinzips durch. Aber einen Einwand gegen die Auffassung des „unbedingten" Relativitätsprinzips daraus herzuleiten, wie Wiechert es in § 15 tut, ist unmöglich. Und wenn Wiechert schreibt[2]): „Sobald nun aber aus den Be-

1) O. Berg, Das Relativitätsprinzip der Elektrodynamik, S. 37—38. Göttingen 1910.
2) E. Wiechert, diese Zeitschr. **12**, 689 u. 737, 1911.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **18**, 891, 1905; P. Langevin, l. c.; M. Laue, diese Zeitschr. **12**, 85, 1911.
2) l. c. S. 743 rechts.

obachtungen auf die Gültigkeit der Relativitätsgesetze geschlossen wird, so daß, wie eben beschrieben, eine natürliche Abgrenzung der uns gewohnten Bewegungszustände angenommen werden muß, ist es unmöglich der Folgerung zu entgehen, daß eben doch nicht alle Schreitungen für das Weltgeschehen gleichwertig sind", so ist dieser Schluß im System des unbedingten Relativitätsprinzips gänzlich unzulässig. Denn diese Auffassung muß notwendig das Vorkommen von Überlichtgeschwindigkeiten für die Materie leugnen. Von der Nichtexistenz gewisser an sich denkbarer Schreitungen auf verschiedene Wertigkeit der möglichen Schreitungen zu schließen, geht aber nicht an.

Im übrigen scheint mir, als könnte die ganze Frage nach der Existenz des Äthers und der absoluten Zeit ohne Schaden aus der physikalischen Diskussion verbannt werden; solange als nicht ganz neue Tatsachen, wie etwa die Existenz von Überlichtgeschwindigkeiten oder ein Widerspruch zwischen den Erscheinungen der Gravitation und dem Relativitätsprinzip vom Experiment nachgewiesen werden, läßt sich zwischen beiden genannten Standpunkten physikalisch nicht entscheiden. Über alle der Messung zugänglichen Größen liefern sie genau dieselben Aussagen. Damit soll nicht gesagt sein, daß die Frage kein Interesse hätte, im Gegenteil scheint sie mir von großer philosophischer Bedeutung; aber gerade deswegen sollte sie wohl auch der Behandlung mit philosophischen Methoden vorbehalten bleiben.

München, Dezember 1911.

(Eingegangen 6. Dezember 1911.)

Relativitätsprinzip und Äther.

Eine Entgegnung an Herrn Wiechert.

Von Normann Campbell.

Inhaltsübersicht.

1.—3. Vorbemerkungen zur Erläuterung der zur Erörterung kommenden Frage.
4., 5. Untersuchung des Begriffes „Schreitung".
6.—8. Betrachtung des ersten Argumentes des Herrn Wiechert.
9. Betrachtung des zweiten Argumentes des Herrn Wiechert.
10. Betrachtung des dritten Argumentes des Herrn Wiechert.
11. Entgegnung auf Herrn Wiecherts Einwände gegen meine Kritik des Ätherbegriffes.
12., 13. Herrn Wiecherts Behandlung der „Gleichzeitigkeit".
14.—16. Die Bedeutung der „Gleichzeitigkeit" bei Annahme des Relativitätsprinzips.
17. Die Bedeutung der „Geschwindigkeit" nach dem Relativitätsprinzip.

1. In zwei langen Arbeiten[1]) hat Herr Wiechert versucht, den Begriff des Äthers gegen die Angriffe zu verteidigen, die gegen ihn auf Grund des Einsteinschen Relativitätsprinzips erhoben worden sind. Da er im Laufe seiner Beweisführung auf einige Bemerkungen Bezug genommen hat, die ich über den Gegenstand gemacht habe, so wird es mir vielleicht gestattet sein, ein paar Bemerkungen zur Entgegnung zu machen.

2. Ehe ich die Diskussion beginne, möchte ich zwei allgemeine Punkte feststellen:

(1.) Meine Einwendungen richten sich nicht einfach gegen den Gebrauch des Wortes „Äther", sondern gegen den Gebrauch gewisser Begriffe, die man bei der Entwicklung physikalischer Theorien allgemein mit diesem Worte verbunden hat. Wenn irgend jemand das Wort in einem neuen Sinne anwenden will, so habe ich naturgemäß dagegen ohne weiteres nichts einzuwenden. Selbst wenn jemand sagen wollte, die oben erwähnten Begriffe seien für ihn nützlich, und er bewahre den festen Glauben an die „Existenz des Äthers", so erhebe ich keinen Widerspruch, solange er nicht diese Begriffe in eine physikalische Theorie einzuführen beabsichtigt. Als Physiker streite ich ebensowenig mit einem Menschen, der „an den Äther glaubt", wie mit einem Menschen, der „an Gott glaubt", solange er bei der Entwicklung physikalischer Theorien von ersterem Begriff nicht mehr Gebrauch macht als von letzterem.

Die Begriffe, welche den Gegenstand des Streites bilden, beruhen sämtlich in letzter Linie auf dem Begriffe einer „Geschwindigkeit des Äthers" oder einer „Geschwindigkeit relativ zum Äther". Eben gegen die Einführung dieser „Geschwindigkeit" in physikalische Theorien, also einer „Geschwindigkeit", die nicht die Geschwindigkeit eines materiellen Systems in bezug auf ein anderes ist, richten sich die Einwendungen. Die Gegner des Äthers behaupten, daß es weder notwendig noch wünschenswert sei, in irgendeine physikalische Theorie irgendeine Größe von der Dimension einer Geschwindigkeit einzuführen, die nicht die Geschwindigkeit irgendeines scharf bestimmten materiellen Systems in bezug auf ein anderes derartiges System ist. Herr Wiechert meint — falls ich ihn recht verstehe —, daß es wünschenswert sei, eine solche Größe einzuführen. Der Unterschied zwischen uns betrifft nicht nur den Gebrauch eines bestimmten Wortes, sondern die Einführung einer bestimmten Größe in physikalische Theorien. Vielleicht wird diese

1) Diese Zeitschr. **12**, 689—707, 737—758, 1911.

Feststellung des Ausganges die Erörterungen verständlicher machen.

3. (2.) Wenn sich jemals irgendwelche Erscheinungen finden werden, die mit den Voraussagen des Relativitätsprinzips nicht in Einklang stehen, so wird man natürlich folgern, daß das Prinzip falsch ist und nicht weiter diskutiert zu werden verdient. Die Diskussion, die hier folgt, ist nur unter der Annahme von Nutzen, daß sich keine derartigen Erscheinungen finden werden. Demgemäß werde ich für die Zwecke dieser Diskussion annehmen, daß sämtliche aus dem Prinzip abgeleiteten Folgerungen richtig sind, selbst wenn wir für ihre Richtigkeit keinen experimentellen Beweis haben. Sollte sich schließlich diese Annahme als falsch herausstellen, so würde jegliche Diskussion dieser Art aus anderen als den betrachteten Gründen wertlos werden.

4. Ich werde nun dazu übergehen, die Beweisführung des Herrn Wiechert zu betrachten. Einige der Differenzen zwischen uns betreffen die grundlegendsten Fragen der Bedeutung und der Ziele der Naturwissenschaften, und es würde logischer sein, diese Differenzen zuerst zu betrachten. Da aber die Physiker im allgemeinen der Diskussion dieser Fragen müde sind, so werde ich zunächst die drei Gründe betrachten, durch die Herr Wiechert die Notwendigkeit des Ätherbegriffes darzutun versucht, und später die allgemeineren Probleme behandeln. Dadurch, daß ich diese Reihenfolge wähle, hoffe ich zu zeigen, daß meine Kritik des Gedankenganges des Herrn Wiechert von jeglichen ganz abstrakten Betrachtungen unabhängig ist.

5. Herr Wiechert sagt mit Recht, daß der Begriff der Schreitung für seine Anschauungsweise grundlegend ist. Wir wollen ihn untersuchen. „Schreitung", sagt Herr Wiechert, „ist Bewegungszustand, der durch einen sich völlig selbst überlassenen materiellen Punkt angezeigt wird, der also frei von Beschleunigung ist. Schreitungen an verschiedenen Orten sind ‚gleich', wenn bei gleichförmiger Andauer keine relativen Verschiebungen eintreten."

Wer an die Relativität glaubt, fragt beim Lesen des ersten Teiles dieser Definition sogleich: „In bezug auf was ist die Beschleunigung relativ?" Herr Wiechert gibt keine Antwort, aber der Ausdruck „sich selbst überlassene" läßt vermuten, daß er eine „Beschleunigung relativ gegen die absoluten Achsen der Newtonschen Dynamik" meint. Jede Aussage über diese Achsen ist sinnlos, sofern nicht die Newtonsche Dynamik richtig ist[1]), und diese ist sicherlich nicht richtig, wenn das Relativitätsprinzip richtig ist. Da wir annehmen, daß das Prinzip richtig ist, so ist der erste Teil der Definition der Schreitung, wenn wir ihn in diesem Sinne auslegen, sinnlos.

Der zweite Teil der Definition definiert keine „Schreitungen", sondern nur „gleiche Schreitungen" und „ungleiche Schreitungen". Zwei Körper haben gleiche oder ungleiche Schreitungen, je nachdem ob sie keine endliche relative Geschwindigkeit haben, oder doch. Ich habe natürlich gegen diese rein verbale Definition nichts einzuwenden, obschon ich keinen Zweck darin sehe, einen neuen Ausdruck einzuführen, um das auszudrücken, was sich durch allgemein gebräuchliche Ausdrücke völlig angemessen sagen läßt. Aber Herr Wiechert benutzt die Definition nicht als eine rein verbale; er nimmt an, daß die Schreitung eines Körpers eine seiner Eigenschaften ist, die — im Gegensatz zu seiner Geschwindigkeit relativ zu irgendeinem anderen Körper — allein von dem ersten Körper abhängt. Diese Annahme steht im Widerspruch zum Relativitätsprinzip, sofern Aussagen über die Gleichheit der Schreitungen zweier Körper wechselseitig vereinbar sein sollen.

Wir wollen einen Grenzfall betrachten, den Herr Wiechert bei seiner Beweisführung anwendet[1]). Zwei Beobachter auf Ruhesystemen[2]), A und B, beobachten, daß sie sich relativ zueinander mit einer Geschwindigkeit c, der Lichtgeschwindigkeit, bewegen. B beobachtet, daß er sich mit irgendeiner Geschwindigkeit, die kleiner als c ist, relativ zu einem dritten ruhenden System C bewegt. Dann beobachtet A nach dem Relativitätsprinzip, daß C sich relativ zu ihm mit der Geschwindigkeit c bewegt. A beobachtet nämlich, daß B und C relativ zueinander in Ruhe sind, während B beobachtet, daß B und C sich in relativer Be-

1) Siehe Phil. Mag., Januar 1910, S. 168—181.

1) Dieser Grenzfall kann in Wirklichkeit niemals eintreten, denn c ist die relative Geschwindigkeit, der die relative Geschwindigkeit zweier materieller Körper unbegrenzt zustreben kann, die sie aber infolge der Wechselwirkungen zwischen diesen Körpern niemals erreichen kann. Alle Erwägungen über das Relativitätsprinzip, die auf der Betrachtung solcher Körper beruhen, die sich relativ zueinander mit der Geschwindigkeit c bewegen, sind im Grunde widersinnig; da aber Herr Wiechert die Annahme macht, daß es solche Körper geben kann, so habe ich es für wünschenswert erachtet, zu zeigen, daß seine Schlußfolgerungen sich selbst dann nicht ergeben, wenn die Annahme zugelassen wird. Wenn es ihm gestattet ist, anzunehmen, daß es solche Körper gibt, so muß es mir gestattet sein, anzunehmen, daß es auf ihnen Beobachter gibt, die uns ihre Erfahrungen mitteilen können.

2) Ruhesysteme sind solche Systeme, zwischen deren Teilen keine relative Bewegung besteht. (Siehe Phil. Mag., April 1911, S. 504—517. In dieser Arbeit werden viele von den Gründen des Herrn Wiechert beantwortet, ehe sie veröffentlicht worden sind.)

wegung befinden. A folgert, daß B und C gleiche Schreitungen haben; B folgert, daß sie ungleiche Schreitungen haben. Demgemäß können wir, falls unsere Aussagen über die Gleichheit oder Ungleichheit von Schreitungen wechselseitig vereinbar sein sollen, nicht annehmen, daß die Schreitung eines Körpers eine von allen übrigen Körpern unabhängige Eigenschaft dieses Körpers ist; wir müssen in unsere Sätze eine Angabe darüber aufnehmen, von wem die Beobachtung über die Gleichheit oder Ungleichheit gemacht worden ist.

6. Wir wollen nun das erste Argument betrachten, das Herr Wiechert zugunsten des Äthers vorbringt. (§ 15.)

Herr Wiechert legt dar, daß es eine Folgerung aus dem Relativitätsprinzip ist, daß wenn irgendeiner aus einer Anzahl von Beobachtern a, die sich relativ zueinander mit gleichförmigen Geschwindigkeiten kleiner als c bewegen, feststellt, daß die Geschwindigkeit irgendeines Körpers A relativ zu ihm $+c$ oder $-c$ ist, daß dann alle jene Beobachter schließen werden, daß der Körper A sich relativ zu ihnen mit einer Geschwindigkeit $+c$ oder $-c$ bewegt[1]). Hieraus folgert er, daß alle Körper, für welche die Beobachter a zu den Folgerungen kommen, zu denen sie hinsichtlich des Körpers A gelangt sind, dieselbe Schreitung haben, und daß diese Schreitung eine von allen materiellen Körpern unabhängige Eigenschaft ist. Wenn dieser Gedankengang richtig wäre, würde er sicherlich dahin zu führen scheinen, in unsere Theorien eine Größe von der Natur einer Geschwindigkeit einzuführen, die nicht die Geschwindigkeit eines materiellen Körpers relativ zu einem andern ist, und gerade gegen eine solche Größe erheben die Kritiken des Äthers Einspruch.

7. Aber dieses Argument ist, wie wir im Abschnitt **5** gesehen haben, nicht stichhaltig. Es ist richtig, daß sämtlichen Beobachtern a der Körper A dieselbe relative Geschwindigkeit in bezug auf sie selbst zu haben scheint; aber es ist nicht richtig, daß alle Körper, welche diesen Beobachtern dieselbe Geschwindigkeit in bezug auf sie selbst zu haben scheinen wie A, allen Beobachtern dieselbe Schreitung zu haben scheinen. Ein Beobachter auf A kann nämlich finden, daß ein anderer Körper A' eine endliche Geschwindigkeit relativ zu A hat, und daß er daher eine Schreitung hat, die von der Schreitung des Körpers A verschieden ist, obgleich es den Beobachtern a erscheint, als hätten A und A' dieselbe Schreitung. Es kann keinen Körper geben, der relativ zu allen Beachtern dieselbe Geschwindigkeit hat, denn offenbar muß man immer eine Ausnahme zugunsten des Beobachters auf diesem Körper machen. Es gibt keinen Körper, dessen Schreitung allen möglichen Beobachtern als eine „Grenzschreitung" erscheint; es gibt keinen „Bewegungszustand", der von dem Beobachter, von dem er beobachtet wird, unabhängig ist; ein solcher Schluß würde ohne die unglückliche Erfindung des Wortes „Schreitung" niemals ausgesprochen worden sein, eines Wortes, daß fälschlich vermuten läßt, daß ein „Bewegungszustand" eine Eigenschaft nur eines einzigen Körpers und nicht zweier Körper sei. Wenn es keinen Körper geben kann, dessen Schreitung allen Beobachtern als dieselbe erscheint, und keine Schreitung, die allen Beobachtern als eine Grenzschreitung erscheint, so fällt die Beweisführung des Herrn Wiechert zugunsten des Äthers völlig in sich zusammen.

8. Dieselbe Deduktion aus dem Relativitätsprinzip benutzt Herr Wiechert, um auf einem anderen Wege eine Stütze für den Äther zu schaffen. Die Schreitung des Körpers A, so führt er aus, stellt die Grenze dar, an welcher das Relativitätsprinzip aufhört, gültig zu sein. Dieses Prinzip gilt nur für Geschwindigkeiten relativ zum Beobachter, die kleiner sind als c[1]). Demnach muß es einen Grund dafür geben, daß das Prinzip nur innerhalb dieser Grenzen gilt, und diesen Grund behauptet Herr Wiechert in der „Existenz" eines Äthers zu finden (obschon er nicht sagt, wie).

Aber es liegt keine Notwendigkeit vor, irgendwelche Hypothese darüber zu machen, warum das Prinzip nur für relative Geschwindigkeiten gültig ist, die nicht größer sind als c, denn der Begriff einer relativen Geschwindigkeit, die größer ist als c, ist, wenn das Prinzip richtig ist, absolut sinnlos. Es kann niemals irgendwelche relative Geschwindigkeit geben, die größer ist als c. Das Prinzip ist richtig für alle relativen Geschwindigkeiten, die es gibt; hat es irgendwelchen Sinn, zu fragen, warum es für Geschwindigkeiten nicht gilt, die logisch unmöglich sind? Die Messung einer

1) In der erwähnten Arbeit habe ich nachgewiesen, daß der Schluß auf das Vorzeichen der Geschwindigkeit, zu dem verschiedene Beobachter gelangen, nicht derselbe zu sein braucht. Das Vorzeichen hängt von ganz willkürlichen Annahmen ab, und damit eine Vereinbarkeit erreicht werden kann, ist nichts weiter erforderlich, als daß jeder einzelne Beobachter an seiner Annahme festhält, einerlei, was diese Annahme sein mag.

1) Als Folgerung aus dem letzten Abschnitt sei bemerkt, daß Herr Wiechert im Irrtum ist, wenn er annimmt, daß die Schreitung, welche die Grenze darstellt, die Schreitung eines besonderen Körpers ist, der für alle Beobachter derselbe ist. Der Körper, dessen Schreitung die Grenze darstellt, kann für verschiedene Beobachter verschieden sein, wenn diese relativ zueinander mit einer anderen als der Lichtgeschwindigkeit wandern.

relativen Geschwindigkeit (wenigstens, wenn sie der Lichtgeschwindigkeit nahekommt) bedingt immer die Anwendung irgendeiner Theorie[1]). Wenn diese Theorien richtig sind, so müssen sie mit dem Relativitätsprinzip vereinbar sein, und dieses verneint, daß es irgendeine Geschwindigkeit geben kann, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit; folgerichtig muß es daher logisch unmöglich sein, aus ihnen das Ergebnis abzuleiten, daß irgendeine besondere Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit. Der Ausdruck „eine relative Geschwindigkeit, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit" hat keine Bedeutung für jemanden, der das Relativitätsprinzip anerkennt, gerade wie der Ausdruck „eine Temperatur, die niedriger ist als der absolute Nullpunkt" keine Bedeutung für jemanden hat, der die Thermodynamik anerkennt, oder wie der Ausdruck „ein rundes Quadrat" keinen Sinn für jemanden hat, der die euklidische Geometrie anerkennt.

Die erste dieser Analogien ist sehr nahe und lehrreich. Temperaturen an der absoluten Skala mißt man nach Methoden, welche die Annahme enthalten, daß die Theorie der Thermodynamik richtig ist. Diese Theorie bestreitet, daß es irgendwelche Temperatur geben kann, die niedriger ist als der absolute Nullpunkt; folglich kann eine Messung nach der absoluten Skala unmöglich jemals zu dem Schlusse führen, daß irgendeine bestimmte Temperatur niedriger ist als null. Wenn die Thermodynamik, oder wenn das Relativitätsprinzip falsch ist, so können wir möglicherweise zu unvereinbaren Ergebnissen gelangen, wenn wir die Temperatur oder die relative Geschwindigkeit eines Körpers mit etwas abweichenden Hilfsmitteln messen; aber selbst, wenn sie falsch sind, können wir doch als das Ergebnis einer auf sie gegründeten Messung nicht die Folgerung erreichen, daß die Temperatur eines Körpers niedriger ist als null, oder daß seine relative Geschwindigkeit gegen den Beobachter größer ist als c.

Tatsächlich muß Herr Wiechert, wenn er meint, daß die Beschränkung des Relativitätsprinzips auf relative Geschwindigkeiten, die kleiner sind als c, bedeutet, daß das Prinzip nicht universell richtig ist, und daß ein Äther erforderlich ist, um seine Beschränkung zu erklären, dann auch annehmen, daß die Thermodynamik nicht universell richtig ist, und daß ein Äther erforderlich ist, um seine Beschränkung zu erklären.

9. Das zweite Argument des Herrn Wiechert (§ 16) scheint mir nur auf einer irrtümlichen Deduktion aus dem Relativitätsprinzip zu beruhen. Es wird angenommen, daß derselbe Beobachter zwei ähnliche Vorgänge verfolgt, von denen der eine auf A, seinem eigenen Ruhesystem, verläuft, der zweite auf B, einem System, das gegen A in relative Bewegung versetzt werden kann. Der Kürze halber wollen wir annehmen, daß diese Vorgänge die Gänge zweier Uhren sind. Wenn A und B relativ zueinander in Ruhe sind, so ist der Gang beider Uhren derselbe. Jetzt wird B eine Geschwindigkeit u relativ zu A erteilt[1]), und nach dem Relativitätsprinzip erscheint der Gang der Uhr auf B dem Beobachter auf A das $\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}$ fache des Ganges der Uhr auf A zu sein. Nachdem die relative Bewegung einige Zeit hindurch angedauert hat, wird sie plötzlich umgekehrt; die Uhr auf B scheint dem Beobachter auf A noch langsamer zu gehen als die Uhr auf A. Die relative Bewegung wird plötzlich gehemmt, wenn B wieder mit A zusammenfällt. Herr Wiechert meint, wenn die Uhr auf B jetzt wieder mit der Uhr auf A verglichen wird, so muß sich herausstellen, daß sie um einen endlichen Betrag zurückgeblieben ist, der von den Geschwindigkeitsänderungen abhängt, die sie erfahren hat.

Dieser Schluß ist nicht richtig. Die Beziehung zwischen t, der Ablesung an der Uhr auf A seitens des Beobachters auf A und t', der Ablesung an der Uhr auf B seitens des Beobachters auf A, ist (unter der Annahme, daß zu Beginn des Versuchs $t = t'$ ist):

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\left(t - \frac{vz}{c^2}\right).$$

Der Unterschied zwischen t' und t ist eine Funktion von z und v allein. Wenn man diesen Größen ihre früheren Werte wiedergibt, indem man die beiden Uhren wieder zur Koinzidenz bringt, während sie relativ zueinander ruhen, so geht der Unterschied zwischen t' und t wieder auf null zurück, gleichviel, welche Werte z und v während der Zwischenzeit gehabt haben mögen. Wenn an irgendeinem Punkte der Bahn die Geschwindigkeit von B relativ zu A

1) Siehe Campbell, a. a. O.

1) Herr Wiechert sagt, daß die Schreitung von B geändert wird, während die von A ungeändert bleibt. Dieser Satz hat keinen Sinn, wenn nicht gesagt wird, von wem die Schreitungen beobachtet werden. Dem einen Beobachter kann die Schreitung von B verändert erscheinen, während die von A dieselbe bleibt; einem andern kann die von A verändert erscheinen, während die von B dieselbe bleibt. Ich will nicht nochmals die Fehler erwähnen, die sich aus der als falsch erwiesenen Annahme ergeben, daß die Schreitung eines Körpers eine von allen übrigen Körpern unabhängige Eigenschaft sei.

eine endliche plötzliche Änderung erfährt, so erfährt auch der Wert von t' eine endliche plötzliche Änderung. Die Beobachtungen, auf die Herr Wiechert seine Beweisführung gründet, stehen nicht im Einklang mit dem Relativitätsprinzip.

Herr Wiechert benutzt hier auch ein Argument, das dem im Abschnitt **8** betrachteten ähnlich ist. Er führt aus, daß, wenn B sich relativ zu A mit einer Geschwindigkeit c bewegt, daß dann B sich auch mit dieser Geschwindigkeit relativ zu einem Beobachter bewegen wird, der sich relativ zu A mit einer Geschwindigkeit bewegt, die kleiner ist als c. Ein solcher Beobachter wird mit A zusammen finden, daß alle Ereignisse auf B stationär erscheinen. Demnach, so sagt Herr Wiechert, hat B in diesem Falle eine solche Schreitung, daß alle Vorgänge auf B stationär sind, einerlei von welchem Beobachter sie beobachtet werden; diese Schreitung bringt irgendwelche grundlegende Veränderung in die Eigenschaften der Materie zuwege. Aber der Schluß ist nicht richtig; es gibt mindestens einen Beobachter, dem die Vorgänge auf B mit derselben Geschwindigkeit zu verlaufen scheinen, wie sie verliefen, als B relativ zu A in Ruhe war, nämlich den Beobachter auf B. Hier gibt es keine „Änderung in den Eigenschaften der Materie", durch welche die Beobachtungen sämtlicher Beobachter berührt werden.

10. Das dritte Argument des Herrn Wiechert ist am überraschendsten und am schwersten zu beantworten. Bekanntlich wird nach dem Relativitätsprinzip die Geschwindigkeit des Lichtes aus allen Lichtquellen relativ zu allen Beobachtern als dieselbe gemessen. Diese Folgerung ist der Grund dafür, daß die meisten Anhänger des Äthers es schwierig finden, das Relativitätsprinzip anzunehmen, und es ist überraschend, zu finden, daß Herr Wiechert dieselbe Schlußfolgerung als die Quelle eines Beweises zugunsten des Äthers ansieht.

Ich sehe mich gänzlich außerstande, seinem Gedankengange zu folgen, oder einzusehen, warum er so von Grund auf von den meisten Anhängern des Äthers abweicht. Nach der alten Auffassung von der Fortpflanzung des Lichtes, die zur Anstellung des Versuches von Michelson und Morley führte, war die Lichtgeschwindigkeit für jeden beliebigen Beobachter $c - v$, wo c die „Geschwindigkeit des Lichtes relativ zum Äther" und v die „Geschwindigkeit des Beobachters relativ zum Äther" war. c wurde als eine universelle Konstante betrachtet, während sich v mit dem Beobachter änderte; man nahm an, daß für zwei Beobachter, A und B, $v_A - v_B$ gleich der relativen Geschwindigkeit der beiden Beobachter sei. Nach dieser Anschauungsweise müßte die Lichtgeschwindigkeit relativ zu verschiedenen Beobachtern verschieden sein, und der Michelson-Morleysche Versuch (der in der Vergleichung der Lichtgeschwindigkeit relativ zu Beobachtern besteht, die sich in entgegengesetzten Richtungen längs der Erdbahn bewegen) müßte ein positives Ergebnis liefern. Zur Erklärung des negativen Ergebnisses wurde die Lorentz-Fitzgeraldsche Hypothese eingeführt, welche eine Beziehung zwischen v und den Dimensionen eines Körpers aufstellt.

Nun ist v die Größe, von der die Gegner des Äthers erklären, daß sie weder notwendig noch wünschenswert in irgendeiner physikalischen Theorie sei. Sie ist in unsere Theorien durch die Behauptung eingeführt worden, daß die Geschwindigkeit des Lichtes relativ zu irgendeinem Beobachter $c - v$ ist. Wenn Herr Wiechert bereit ist, diesen Satz preiszugeben, und zu sagen, daß die Geschwindigkeit des Lichtes relativ zu irgendeinem Beobachter c ist, so verzichtet er ganz und gar auf die Anwendung der Größe v. Die Lorentz-Fitzgeraldsche Hypothese (welche v enthält) verliert ihre Bedeutung, und er hat seinen Gegnern alles zugestanden, was sie verlangen. Wenn er noch weiter vom Äther spricht, so wird dies entweder auf eine Weise geschehen, welche keine Einführung des Begriffes in physikalische Theorien mit sich bringt (und in diesem Falle habe ich nicht mit ihm zu streiten), oder es wird geschehen, weil er die Bedeutung des Wortes vollständig verändert hat. Im letzteren Falle ist er uns über die neue Bedeutung des Wortes eine weitere Erklärung schuldig, als sie sich aus seiner Arbeit entnehmen läßt.

11. Auf Seite 751 antwortet Herr Wiechert auf meine Beweisgründe gegen den Äther. Der erste dieser Gründe beruht auf der Behauptung, daß, wenn die Lage eines Teiles des Äthers nicht durch die in ihm enthaltene Energie identifiziert werden soll, es dann unmöglich ist, die Geschwindigkeit des Äthers in derselben Weise zu bestimmen, in der wir die Geschwindigkeit eines materiellen Körpers bestimmen. Hierauf entgegnet Herr Wiechert, daß „es für die Dinge in der Welt recht gleichgültig ist, wie weit die Blicke des Menschen reichen". Das ist möglicherweise richtig; ich weiß es nicht. Ich muß nicht bestreiten, daß der Äther ein „objektives Ding" mit einer bestimmten Geschwindigkeit ist, denn dieser Satz sagt meinem Verstande durchaus gar nichts. Alles, was ich zu beweisen habe, ist, wie ich im Abschnitt **2** gesagt habe, dies, daß diese „Ge-

schwindigkeit des Äthers" keine Größe ist, die in irgendeine physikalische Theorie eingeführt werden darf. Da die Theorien bestimmt sind, Beobachtungen zu deuten, so ist es nicht „gleichgültig", ob man den Wert einer Größe, die man in eine solche Theorie einzuführen beabsichtigt, durch Beobachtung bestimmen kann oder nicht.

Herr Wiechert sagt dann weiter, meine Beweisführung würde zu einem Einwande gegen die Einführung des Wortes „Luft" (oder vielmehr gegen die Einführung des Begriffes „Geschwindigkeit der Luft") in die Theorie des Schalles führen. Die Analogie ist falsch, denn dem Begriffe „Geschwindigkeit der Luft" kann man eine bestimmte Bedeutung geben, die von jeglicher Theorie des Schalles oder von jeglicher Beobachtung über den Schall gänzlich unabhängig ist; dagegen ist es, selbst nach Herrn Wiecherts Ansicht, unmöglich, irgendwelche Aufschlüsse über die Geschwindigkeit des Äthers zu erlangen, außer durch Beobachtungen über Licht oder andere elektromagnetische Erscheinungen. Die Geschwindigkeit der Luft läßt sich völlig angemessen definieren, ehe man sie in die Theorie des Schalles einführt, während die „Geschwindigkeit des Äthers" sich nicht völlig angemessen definieren läßt, ehe man sie in die Theorie des Lichtes einführt. Dies ist der Kern meines Einwandes.

Auf einen anderen Beweis erwidert Herr Wiechert, daß die Geschwindigkeit des Lichtes für alle Beobachter dieselbe ist. Ich habe bereits erklärt, daß dieser Umstand allgemein als ein Grund gegen den Äther angesehen wird, und daß Herr Wiechert nicht klargelegt hat, weshalb er ihn als einen Grund für den Äther ansieht.

12. Nachdem ich nun zu den speziellen Argumenten, die Herr Wiechert vorbringt, meine Bemerkungen gemacht habe, möchte ich einige Anmerkungen allgemeiner Natur machen.

Der grundlegende Unterschied zwischen dem Standpunkt des Herrn Wiechert und meinem Standpunkt scheint mir zu Beginn des § **10** dargelegt zu sein. Herr Wiechert sagt dort, daß der heutige Naturforscher an die Kantsche Theorie von Zeit und Raum glaubt, daß „er aber die fundamentale Hypothese einer Welt außerhalb des menschlichen Geistes annimmt". Wenn das richtig ist, so bin ich kein „heutiger Naturforscher", denn weder glaube ich an die Kantsche Theorie von Raum und Zeit, noch nehme ich die Hypothese einer unabhängig von unseren Beobachtungen existierenden realen Welt an. Aber ich verwerfe diese Hypothese nicht; ich weiß einfach nicht, was sie bedeutet; der Satz, daß etwas unabhängig von allen Beobachtungen existiert, sagt meinem Verstande nicht das Allergeringste.

Ich kann natürlich einen Begriff, den ich nicht verstehe, nicht richtig kritisieren, aber ich habe einen starken Verdacht, daß die meisten Naturwissenschaftler, wenn sie ihren Glauben an eine reale existierende Welt ausdrücken, damit nur in unklarer Weise einen Satz aufstellen, an den ich ebensosehr glaube wie sie. Ich habe an anderer Stelle[1]) über den Begriff der Realität, wie ihn die Naturwissenschaftler anwenden, gesprochen und der Vermutung Ausdruck gegeben, daß sie etwas real nennen, wenn, und nur wenn, alle Beobachter darüber einig sind. Wenn sie sagen, daß die Realität von Beobachtungen unabhängig ist, so meinen sie damit nichts anderes, als daß „reale Dinge" solche Dinge sind, die von den Beobachtungen eines einzelnen Beobachters unabhängig sind. Der Ausdruck eines Glaubens an die Realität ist meines Erachtens nur der Ausdruck eines Glaubens daran, daß sich die Beobachtungen der Menschheit auf solche Weise beschreiben lassen, daß die Beschreibung für alle Beobachter gültig ist.

Man nimmt allgemein an, daß eine Meinungsverschiedenheit über derartige Gegenstände ohne Einfluß auf unsere Ansichten über die Naturwissenschaften sei. Ich glaube aber, daß die Gedankenverwirrung über die „Realität" die Auseinandersetzungen über den Äther sehr wesentlich beeinflußt hat. Die Anhänger der „Realität" scheinen durch eine sonderbare Abänderung der Ideentheorie Platos irregeleitet zu werden. Sie scheinen anzunehmen, daß die Begriffe, die in die Naturwissenschaften eingeführt werden, um die Beziehungen zwischen unseren Beobachtungen auszudrücken, irgendwie auf Beziehungen zwischen „realen Dingen" beruhen müssen, und daß ein Begriff „richtig" oder „unrichtig" ist, je nachdem, ob er dieser Beziehung zwischen realen Dingen entspricht oder nicht. Ich werde diesen Punkt klarer gestalten, wenn ich als Beispiel einen Begriff wähle, auf den Herr Wiechert viel Aufmerksamkeit verwendet, nämlich den Begriff der „Gleichzeitigkeit".

13. Auf Seite 703 fragt Herr Wiechert: „Was ist Gleichzeitigkeit?" Anscheinend glaubt er, daß es irgendeine Beziehung zwischen „realen Dingen" ist, und daß es der Zweck der Wissenschaft ist, herauszufinden, welche Beziehung zwischen unseren Beobachtungen dieser Beziehung zwischen „realen Dingen" entspricht, die beobachtet werden, so daß wir, wenn wir diese Beziehung zwischen unseren

1) Phil. Mag., a. a. O.

Beobachtungen finden, wissen können, daß die „realen Dinge" gleichzeitig sind. Um dieses Problem lösen zu können, muß er offenbar seine Ergebnisse irgendwie prüfen können, um zu wissen, wann er sein Ziel erreicht hat; er kann nicht ausfindig machen, welche Beziehung zwischen den Beobachtungen der Gleichzeitigkeit zwischen den beobachteten „realen Dingen" entspricht, wenn er nicht zuvor weiß, was für „reale Dinge" gleichzeitig sind; und da die Gleichzeitigkeit eine von der Beobachtung unabhängige Beziehung ist, so kann er nicht durch die Beobachtung der Dinge feststellen, ob sie gleichzeitig sind. Nun sagt er uns erst am Schluß seiner Arbeit, wie er erfährt, daß Dinge gleichzeitig sind (§ **21**). Er sagt, daß, wenn ein Ereignis A in einem System a die Ursache eines anderen Ereignisses B in einem System b ist, und B wiederum die Ursache eines Ereignisses A' in dem System a ist, daß dann B mit irgendeinem Ereignis — er weiß aber nicht mit welchem — gleichzeitig ist, das zwischen A und A' in a eintritt[1]). Er gibt also zu, daß er nicht genau weiß, was er unter Gleichzeitigkeit versteht; er kann nur sagen, daß er unter dem „mit B gleichzeitigen Ereignis" ein Ereignis (er weiß aber nicht, welches) aus einer bestimmten Gruppe von Ereignissen versteht.

Er geht dann dazu über, zu erörtern, was für Beziehungen zwischen Beobachtungen dieser Gleichzeitigkeitsbeziehung zwischen realen Dingen entsprechen (§ **11**). Er kommt zu dem Schlusse, daß er nicht genau bestimmen kann, welche Beziehung ihr entspricht, und aus diesem Mißerfolge zieht er den überraschenden Schluß, daß das Relativitätsprinzip unzulänglich sei. Das Relativitätsprinzip hat mit seinem Mißerfolg nichts zu tun; sein Mißerfolg, eine bestimmte Beziehung zwischen Beobachtungen zu finden, die der Gleichzeitigkeit entsprechen, beruht einfach darauf, daß die Beziehung der Gleichzeitigkeit, so wie er sie definiert, keine bestimmte ist. Wie kann er da ein anderes Ergebnis erwarten?

Vielleicht habe ich Herrn Wiechert mißverstanden, aber ich vermag nicht einzusehen, was seine Frage „Was ist Gleichzeitigkeit?" sonst bedeuten kann. Die offensichtlichste Bedeutung ist: „Was bedeutet das Wort Gleichzeitigkeit?" oder „Wie prüfen wir, um zu bestimmen, ob zwei Ereignisse gleichzeitig sind, oder nicht?", aber da er in dem in Frage kommenden Paragraphen nicht versucht, diese Frage zu beantworten, sondern annimmt, daß die Antwort bekannt sei, so habe ich eine andere Bedeutung gemutmaßt.

14. Ich denke, es wird nützlich sein, wenn ich jetzt den Begriff der Gleichzeitigkeit behandle, wie er einem Anhänger des Relativitätsprinzips erscheint, der von der Theorie der Realität keinen Gebrauch macht.

Die Aussage, daß eine meiner Empfindungen vor oder nach einer anderen eintritt, oder gleichzeitig mit ihr, ist eine Aussage, die wie alle Aussagen über Empfindungen keiner weiteren Analyse fähig ist. Wenn die Körper, die ich beobachte, nahe bei mir und bei irgendeinem anderen Beobachter sind und ferner relativ zu mir und zu jenen Beobachtern in Ruhe sind, so finde ich, daß, wenn ich aussage, daß irgendeine Veränderung an diesen Körpern gleichzeitig ist, daß dann alle übrigen Beobachter dieselbe Aussage machen. Ferner finde ich, daß, wenn ich aussage, daß ein Ereignis A mit B gleichzeitig ist und B mit C, daß damit auch ausgesagt ist, daß A gleichzeitig mit C ist.

Angenommen nun, daß die Ereignisse, die ich beobachte, noch an Körpern vor sich gehen, die relativ zu allen Beobachtern in Ruhe sind, daß aber einige Beobachter diesen Körpern näher sind als andere. Ich feuere ein Gewehr ab, und für mich sind nach der vorstehenden Definition Knall und Blitz gleichzeitig; sie sind aber nicht gleichzeitig für X, einen Beobachter in einiger Entfernung. Die Gleichzeitigkeit, wie ich sie definiert habe, ist keine Beziehung, hinsichtlich welcher alle Beobachter in gleicher Weise ihre Schlüsse ziehen. Ich wünsche, eine neue Beziehung zwischen meinen Beobachtungen und denen anderer zu finden, dergestalt, daß die Schlüsse hinsichtlich dieser Beziehung für alle Beobachter dieselben sind. Ich nenne diese neue Beziehung (unter Veränderung der Bedeutung des Wortes) wiederum „Gleichzeitig-

1) Ich glaube, Herr Wiechert würde es schwierig finden, zu erklären, wieso er weiß, daß A die Ursache von B ist, es sei denn, daß er beobachtet, daß A vor B erfolgt. Wenn er aber weiß, welches von zwei Ereignissen vor dem anderen geschieht, so hat er bereits ein Zeitrechnungssystem aufgestellt. Er muß wissen, was er damit meint, wenn er sagt, daß ein Ereignis vor oder nach einem andern erfolgt. Und wenn er das weiß, so muß er auch wissen, was es bedeutet, wenn er sagt, daß das eine Ereignis zu derselben Zeit geschieht wie ein anderes, obschon er noch nicht imstande zu sein braucht, experimentell zu bestimmen, welche zwei Ereignisse zu derselben Zeit geschehen. Wenn also der Begriff „Ursache und Wirkung" auf dem Begriff „vor und nach" beruht, so ist es widersinnig, den ersteren Begriff zu benutzen, um den letzteren zu definieren. Wenn ferner „Ursache und Wirkung" eine Beziehung ist, die durch Beobachtungen bestimmt werden muß, so kann es keine Beziehung zwischen „realen Dingen" sein, die von Beobachtungen unabhängig sind; und wenn die Gleichzeitigkeit auf dieser Beziehung beruht, so kann sie keine Beziehung zwischen realen Dingen sein. Dieser Teil der Beweisführung des Herrn Wiechert scheint mir voller Gedankenverwirrung zu sein, aber ich habe mich im Text auf die Irrtümer beschränkt, die das Hauptargument berühren.

keit" und sage, sie solle folgende Bedingungen erfüllen:

(1) Ereignisse an zwei in meiner Nähe befindlichen Körpern, die gleichzeitig im alten Sinne sind, sollen im neuen Sinne gleichzeitig sein.

(2) Wenn A gleichzeitig mit B ist und B mit C, so soll A mit C gleichzeitig sein.

(3) Wenn A und B als Ergebnis aus den Beobachtungen eines Beobachters als gleichzeitig bestimmt sind, so sollen sie auch als das Ergebnis aus den Beobachtungen irgendeines anderen Beobachters als gleichzeitig bestimmt sein.

15. Der Versuch lehrt, daß eine solche neue Beziehung gefunden werden kann. Angenommen, jeder Beobachter sei mit einer Uhr aus einer gewissen Anzahl von Uhren ausgerüstet, deren einander entsprechende Angaben, wenn sie alle dicht beisammen sind, stets gleichzeitig im alten Sinne sind. Das heißt, sie sind durch unmittelbare Beobachtung als gleichzeitig in diesem Sinne bestimmt. Es mögen t_A und t_B die Angaben einer dieser Uhren sein, die in der Nähe des Beobachters aufgestellt ist, Angaben, die mit A bzw. B gleichzeitig im alten Sinne sind. Es mögen r_A und r_B die Entfernungen des Beobachters von A und B, v_A und v_B gewisse durch die Natur der Ereignisse bestimmte Konstanten sein. Es sei:

$$T_A = t_A - \frac{r_A}{v_A},$$

$$T_B = t_B - \frac{r_B}{v_B}.$$

Dann lehrt der Versuch, daß v_A und v_B so gewählt werden können, daß die Beziehung $T_A = T_B$ eine solche ist, die alle drei Bedingungen erfüllt. Demgemäß nennen wir T_A und T_B die „wahren" Zeiten, zu denen A und B geschehen, während t_A und t_B die Zeiten sind, zu denen sie zu geschehen „scheinen". Die Gleichzeitigkeit wird von neuem definiert als die Beziehung zwischen A und B, die gültig ist, wenn $T_A = T_B$ ist. Die Schwierigkeiten, die bei der alten Definition der Gleichzeitigkeit entstanden, sind durch die Änderung der Bedeutung des Wortes überwunden. (Man wird bemerken, daß hier, wie überall, die Einführung der Bezeichnung „wahr" angibt, daß die betreffende Größe eine solche ist, die denselben Wert hat, einerlei aus den Beobachtungen welches Beobachters sie abgeleitet wird.)

16. Diese Änderung in der Bedeutung der Gleichzeitigkeit hat zweifellos stattgefunden; sie ist in dem Unterschiede zwischen dem wissenschaftlichen und dem unwissenschaftlichen Zeitbegriff zum Ausdruck gekommen. Der Nichtwissenschaftler nennt t_A die Zeit, zu der A geschieht, und sagt, daß der Donner nach dem Blitz erfolgt; der Naturwissenschaftler nennt T_A die Zeit, zu der A geschieht, und sagt, daß der Donner zur selben Zeit erfolgt wie der Blitz. In diesen beiden Aussagen liegt kein Widerspruch, denn die Wörter „vor" und „nach" sind in ihnen in verschiedenem Sinne angewandt.

Nun hat sich die Notwendigkeit, die Frage nochmals zu betrachten, aus der Entdeckung ergeben, daß die Beziehung $T_A = T_B$ nicht, wie wir erst geglaubt hatten, die letzten beiden Bedingungen erfüllt, wenn irgendeiner von den Beobachtern sich relativ zu den übrigen mit sehr großer Geschwindigkeit bewegt. Es entsteht wiederum die Frage, ob wir unsere Definition der Gleichzeitigkeit beibehalten und anerkennen wollen, daß die Bedingungen nicht erfüllt sind, oder ob wir die Gleichzeitigkeit von neuem auf solche Weise definieren sollen, daß sie die Bedingungen erfüllt. Ich halte es für wünschenswert, den letzteren Weg einzuschlagen. Aus den Arbeiten von Einstein geht hervor, daß es mit allen experimentellen Ergebnissen vereinbar ist, anzunehmen, daß, wenn wir abermals neue Funktionen T'_A und T'_B definieren, so daß

$$T'_A = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}\left(T_A - \frac{V_A r_A}{c^2}\right)$$

ist, wo V_A die Geschwindigkeit des Beobachters relativ zu A ist, daß dann die Beziehung $T'_A = T'_B$ den drei Bedingungen genügt. Auf Grund der Analogie mit der Änderung, die zuvor stattgefunden hat, erscheint es vernunftgemäß, nunmehr T'_A die Zeit zu nennen, zu der A geschieht, und zwei Ereignisse als gleichzeitig zu definieren, wenn $T'_A = T'_B$ ist.

Diese letzte Definition erscheint mir als die einzige vernünftige Antwort auf die Frage des Herrn Wiechert „Was ist Gleichzeitigkeit?" Sie erscheint mir als vollkommen befriedigend, verständlich und einfach, — weit einfacher als die Erörterung des Herrn Wiechert, von der ich nicht behaupten kann, daß ich sie ganz verstehe. Und sie hängt in keiner Weise von der Annahme gewisser metaphysischer Anschauungen über die Existenz einer realen Welt ab, sondern nur von der Annahme gewisser experimenteller Tatsachen, die der Beobachtung zugänglich sind.

17. Es ist interessant und wichtig zu bemerken, daß der Weg, einen Ausdruck, der sich als einigermaßen unzulänglich erwiesen hat,

neu zu definieren, in dem Falle eines anderen Begriffes, der bei Erörterungen dieser Art von äußerster Wichtigkeit ist, nicht angewandt worden ist, nämlich bei dem Begriffe der Geschwindigkeit. Unsere Beobachtungen an Körpern, die sich relativ zu uns langsam bewegen, hat uns dazu geführt, eine Größe zu definieren, die das Verhältnis der Länge eines Stabes zu der Zeit ist, die zwischen den Durchgängen seiner Enden durch einen gegebenen Punkt verstreicht[1]). Die so definierte Größe hat man „Geschwindigkeit" genannt, und es hat sich ergeben, daß sie gewisse Bedingungen erfüllt, von denen die beiden hauptsächlichsten die folgenden sind:

(1) Wenn A sich relativ zu B mit der Geschwindigkeit u bewegt und B sich relativ zu C in derselben Richtung mit einer Geschwindigkeit v bewegt, so findet man, daß A sich relativ zu C mit einer Geschwindigkeit $u + v$ bewegt.

(2) Ein Körper, den man in irgendwelche bestimmte Verhältnisse bringt, erwirbt einen Geschwindigkeitszuwachs relativ zu dem System, das diese Verhältnisse bedingt, der unabhängig ist von seiner früheren Geschwindigkeit relativ zu dem System. (Mit anderen Worten: die Masse eines Körpers ist von seiner Geschwindigkeit unabhängig.)

1) Versuche haben gelehrt, daß die nach diesem grundlegenden Verfahren definierte Größe mit der Zahl übereinstimmt, die man nach gewissen anderen Verfahren erhält. Demgemäß verwendet man einige dieser anderen Verfahren, um die Geschwindigkeit unter solchen Verhältnissen zu messen, unter denen das grundlegende Verfahren nicht anwendbar ist. Die Schwierigkeiten, die sich in dieser Hinsicht ergeben, werden hier nicht betrachtet. (Siehe Phil. Mag., a. a. O.)

Untersuchungen über Körper, die sich mit sehr großen relativen Geschwindigkeiten bewegen, lehren, daß diese beiden Bedingungen nicht erfüllt sind; sie stellen nur eine Grenze dar, die bei niedrigen relativen Geschwindigkeiten erreicht wird. Wir können nun entweder die Definition der Geschwindigkeit beibehalten und die Bedingungen preisgeben, oder die Definition preisgeben und die Bedingungen beibehalten. Einstein schlägt den ersteren Weg ein, Minkowski den letzteren. Die Wahl wird nach der hier befürworteten Auffassung einzig und allein durch die Bequemlichkeit bestimmt. Nur wenn wir die Ansicht annehmen, die Herr Wiechert zu hegen scheint, daß die alte Definition irgendeiner wesentlichen Beziehung zwischen „realen" Dingen entspricht, der keine andere Definition entsprechen kann, nur dann kann es überhaupt eine Frage nach einer „richtigen" oder „falschen" Definition der Geschwindigkeit geben; und wenn jemand an dieser Ansicht festhält, so muß er uns sagen, wie er irgendwelche Aufschlüsse über diese mysteriöse Beziehung zwischen realen Dingen erhält. Die Annahme einer neuen Definition würde den Vorteil haben, daß die „physikalisch unendliche" relative Geschwindigkeit, welcher die relative Geschwindigkeit eines Paares materieller Körper sich unbegrenzt nähern, die sie aber niemals erreichen kann, durch eine unendliche Zahl dargestellt werden würde, und nicht, wie jetzt, durch die endliche Zahl c. Sie würde aber den Nachteil haben, daß die Definition äußerst kompliziert werden würde.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 4. Dezember 1911.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Der verallgemeinerte Zeemaneffekt in selektiv absorbierenden Körpern.

(L'Effet Zeeman Généralisé dans les Absorbants Sélectifs.)

Von H. du Bois[1]).

Eine Reihe von Untersuchungen über die thermomagnetischen Eigenschaften der Elemente, die von den Herren Kōtarō Honda und Morris Owen in meinem Laboratorium durchgeführt worden ist, führt schon jetzt zu einer strengeren Einteilung als bisher. Im natürlichen System lassen sich Folgen aufeinanderfolgender paramagnetischer Elemente unterscheiden, welche diese Elemente sämtlich umfassen, aber keineswegs mit den Reihen oder den Gruppen von Mendelejeff und Brauner zusammenfallen. Unter ihnen treten mehrere Folgen hervor, die mit denen der minder paramagnetischen Elemente abwechseln, nämlich diejenigen des Sauerstoffs, des Eisens, der seltenen Erden und des Urans.

Nun gehören die Verbindungen, welche eine starke selektive und charakteristische Absorption aufweisen, gerade diesen letzteren Folgen an, ein Zusammentreffen, das man nicht als zufällig ansehen kann.

1) Auszug aus dem Bericht an den Congrès International de Radiologie et d'Electricité zu Brüssel, 14. September 1910. Arbeiten aus dem Bosscha-Laboratorium.

Die Wirkungen, mit denen wir es hier zu tun haben werden, sind größtenteils verwickelt und widersetzen sich der Einreihung in eine Theorie; wir müssen sie daher zuallererst einer vollständigen experimentellen Untersuchung unterwerfen.

I. Absorptionsbanden.

Versuchsanordnung.

In Gemeinschaft mit Herrn Elias[1]) habe ich meistens die neueste Form des Halbringelektromagnets benutzt. Der kryomagnetische Apparat mit Immersion in flüssiger Luft gestattete, die Substanzen einem longitudinalen oder transversalen Felde von 45 Kilogauß zu unterwerfen[2]). Es handelte sich vor allen Dingen darum, den gleichzeitigen Einfluß der beiden Faktoren, Magnetisierung und Temperatur festzustellen und zu messen. Die Verwendung so starker Felder erweist sich als notwendig, wenn man bei den zuweilen recht verwickelten Zeemaneffekten hinreichende Trennungen erhalten will; sie ist viel wesentlicher als eine recht große Dispersion. Infolgedessen haben wir im allgemeinen das Spektrum erster Ordnung eines großen Rowlandgitters benutzt. Außerdem enthielt die Anordnung eine Viertelwellenlängen-Doppelplatte nach Cornu und W. König, die zwei Felder mit entgegengesetzt gerichteten Zirkularschwingungen hervorrief; oder die Anordnung enthielt beim Transversaleffekt eine halbe Halbwellenlängenplatte, die zwei Felder mit vertikaler bezw. horizontaler Polarisation lieferte.

Allgemeine Ergebnisse.

Der Einfluß der Temperatur ist überaus veränderlich. Er ist von einer Substanz zur anderen verschieden. Im allgemeinen tritt er bei amorphen Substanzen stärker hervor als bei Kristallen; es gibt indessen Ausnahmen. Zur Einteilung der Erscheinungen haben wir neun Typen für die Wirkung einer Abkühlung auf die Absorptionsbanden gewählt.

Nach Herrn Jean Becquerel sollte es ein sehr einfaches Gesetz geben, das die Breitenänderungen der Banden einiger von ihm untersuchter Kristalle beherrscht; danach würde die in besonderer Weise definierte Breite der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur proportional sein. Angesichts der Vielfältigkeit der Erscheinungen, von denen soeben die Rede gewesen, ist es nicht wohl möglich, daß ein derartiges Gesetz allgemein gilt.

Weitere genauere Messungen müßten die Bestimmung der Struktur der Banden nach Art des Herrn Michelson umfassen und würden dann eine feste Grundlage für die theoretische Diskussion abgeben.

Der Zeemaneffekt im eigentlichen Sinne, das heißt die verschiedenen Wirkungen der Magnetisierung, sofern solche überhaupt bestehen, weist eine noch größere Mannigfaltigkeit auf. Wir haben zunächst, übrigens in ganz willkürlicher Weise, sechzehn Hauptformen festgestellt.

Während man bei den amorphen Substanzen nur zwischen longitudinaler und transversaler Magnetisierung zu unterscheiden braucht, wächst bei den Kristallen, die nicht dem regulären System angehören, die Anzahl der verschiedenen denkbaren Konfigurationen beträchtlich. Man kann folgende Fälle unterscheiden:

	Reguläre Kristalle	Einachsige Kristalle	Zweiachsige Kristalle
Longitudinale Magnetisierung	1	2	4
Transversale Magnetisierung	1	3	6
insgesamt:	2	5	10

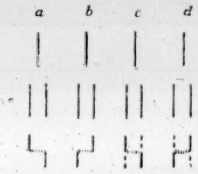
Die in Betracht kommenden Vektoren sind: die Feldrichtung $\mathfrak{H}$, die Richtung der Lichtstrahlen $\mathfrak{L}$, und die Richtung der optischen Achsen $\mathfrak{O}$; die Zahlen der Tabelle ergeben sich aus den möglichen Kombinationen dieser Vektoren. Wenn man noch die Orientierung der Polarisationsebene in Betracht zieht, so wird die Zahl der möglichen — aber nicht immer unabhängigen — Konfigurationen fast doppelt so groß, und es tritt noch der elektrische Vektor $\mathfrak{E}$ hinzu. In Kristallen kommt die normale Zeemansche Polarisation nur ausnahmsweise vor.

Man kann für die einachsigen Substanzen ein allgemeines Übersichtsbild herstellen, das die fünf Hauptkonfigurationen umfaßt, für die wir weiter unten im Rubin ein Beispiel finden werden.

Der Sinn der Zirkularpolarisation steht im ersten dieser Fälle, wie auch bei den regulären und amorphen Stoffen, in direkter Beziehung zu der Form der Knickung *(décalage)*, die man mit Hilfe der Viertelwellenlängen-Doppelplatte beobachtet. Wir werden den Sinn als „positiv" (bezw. „negativ") bezeichnen, wenn die Periode — oder auch die Wellenlänge — der in bezug auf das Feld positiven Zirkularschwingungen (das heißt jener, deren Sinn derselbe ist wie der des erregenden Stromes) einen positiven (bezw.

1) Wegen der Literatur und der Einzelheiten siehe folgende Arbeiten: H. du Bois und G. J. Elias, Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam, **16**, 635, 749, 878, 1908. — Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 429, 1908. — Ann. d. Phys. (4) **27**, 233, 1908; **35**, 617, 1911. — Journ. de Phys. (4) **9**, 82, 1910. — Arch. Néerl. (2) **14**, 87, 1909.

2) H. du Bois, Zeitschr. f. Instrkde. **31**, 362, 1911.



negativen) Zuwachs erfährt. Übrigens beobachtet man viele Dupletts, bei denen die Beziehungen weniger einfach sind, weil man neben einer „vollkommenen Knickung" (Fig. *a*, *b*) auch eine „unvollkommene Knickung" (Fig. *c*, *d*) beobachtet, wobei eine weniger ausgeprägte sekundäre Knickung stattfindet.

Besondere Fälle.

Wir wollen nunmehr zu dem besonderen Teile dieser Untersuchungen übergehen, die übrigens weder den Gegenstand zu erschöpfen, noch sonst eine sehr große Genauigkeit zu erreichen vermocht haben.

Paramagnetische Folge des Sauerstoffs.

Diese Folge umfaßt nur dieses Element. Seine Absorptionsbanden haben nur eine sekundäre Rolle gespielt. Bei der Untersuchung der in flüssige Luft gebrachten Stoffe stören diese Banden das Absorptionsspektrum. Sie sind jedoch zu breit und zu verwaschen, um die Feststellung eines Zeemaneffektes, selbst in den stärksten Feldern, zu gestatten.

Paramagnetische Folge des Eisens.
(Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu.)

Die selektiven Eigenschaften erreichen ihren Gipfelpunkt beim Chrom, dessen Name die färbenden Fähigkeiten bezeichnet. Wir haben Doppelsalze von Chrom und Kalium untersucht, zum Beispiel den Alaun, das „blaue" und das „rote" Oxalat, das Malonat, deren Banden sich bei -180^0 im Felde verbreitern. Chromborax und Uvarowit zeigen nur Temperatureffekte.

Von allen unseren Substanzen hat der Rubin die bedeutendsten Effekte aufgewiesen, ohne allzu störende Komplikationen zu zeigen. Cr_2O_3 ist das einzige Oxyd, das in Al_2O_3 eine feste Lösung bildet, und diese künstliche Substanz unterscheidet sich in keiner Hinsicht vom natürlichen Rubin. Alle beide kristallisieren in rhomboedrischen Formen und sind deutlich dichroïtisch. Der auffallende Purpurton erscheint in der Richtung der optischen Achse, während die außerordentlichen Strahlen eine ziegelrote Farbe aufweisen. Es sei noch hinzugefügt, daß man die künstliche Substanz leicht erhalten und leicht schleifen kann, obgleich sie sehr hart ist, und daß sie gegen Kälte und Hitze, gegen Feuchtigkeit und Trockenheit unempfindlich ist. Wir haben vier kleine Parallelepipeda von verschiedener Orientierung geschnitten; dann haben wir im einzelnen die Hauptabsorptionsspektren (die ordentlichen und die außerordentlichen) bei -190^0, 180^0 und 225^0 untersucht. Wir haben eine tabellarische Übersicht sowie eine farbige Reproduktion aller dieser Spektren sowie jener der Fluoreszenz veröffentlicht[1]). Es treten besonders zwei blaue Banden, B_2 und B_1 und zwei rote Linien, R_2 und R_1, hervor. Der Einfachheit halber wollen wir hier nur eine zusammenfassende Übersicht über die Wirkungen eines Feldes von etwa 40 Kilogauß bei -180^0 auf die letztgenannten Linien ($\lambda = 691{,}8\ \mu\mu$ und $\lambda = 693{,}2\ \mu\mu$) wiedergeben. Die nachstehende Tabelle enthält die neun theoretisch möglichen Spezialfälle, die sich unter die fünf Hauptkonfigurationen (siehe oben) einreihen lassen. Die transversalen Fälle II, 2 und III, 1 sind offenbar identisch. Die drei Paare korrespondierender Longitudinal- und Transversalfälle, die auf derselben Zeile angeordnet sind, weisen einen engen Zusammenhang auf. Dagegen besteht für $\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{H}$ kein analoger Longitudinalfall. Schließlich bleiben also nur fünf voneinander unabhängige Spezialfälle übrig.

Tabelle.

$\mathfrak{H} = 40$ Kilogauß. — Rubin. — R_2 und R_1 (-180^0)

$\mathfrak{L} \parallel \mathfrak{H}$, longitudinales Feld	$\mathfrak{L} \perp \mathfrak{H}$, transversales Feld
I. $\mathfrak{O} \parallel \mathfrak{H}$ (und $\parallel \mathfrak{L}$) 1. Tripletts ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{O}$ und $\perp \mathfrak{H}$) Vollkommene positive Zirkularpolarisation. Mittlere Linie nicht polarisiert.	I. $\mathfrak{O} \perp \mathfrak{H}$ (und $\perp \mathfrak{L}$) 1. Ordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{O}$ und $\perp \mathfrak{H}$) Tripletts mit horizontaler Linearpolarisation. 2. Außerordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{O}$ und $\parallel \mathfrak{H}$) Verwaschene Dupletts mit senkrechter Linearpolarisation.
II. $\mathfrak{O} \perp \mathfrak{H}$ (und $\perp \mathfrak{L}$) 1. Ordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{O}$ und $\perp \mathfrak{H}$) Quadrupletts.	II. $\mathfrak{O} \perp \mathfrak{H}$ (und $\parallel \mathfrak{L}$) 1. Ordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{O}$ und $\perp \mathfrak{H}$) Quadrupletts. 2. Außerordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{O}$ und $\parallel \mathfrak{H}$) Quadrupletts.
2. Außerordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{O}$ und $\perp \mathfrak{H}$) Quadrupletts.	III. $\mathfrak{O} \perp \mathfrak{H}$ (und $\perp \mathfrak{L}$) 1. Ordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \perp \mathfrak{O}$ und $\parallel \mathfrak{H}$) Quadrupletts. 2. Außerordentliches Spektrum ($\mathfrak{E} \parallel \mathfrak{O}$ und $\perp \mathfrak{H}$) Quadrupletts.

Zusammenfassend kann man sagen, daß

[1]) H. du Bois und G. J. Elias, Ann. d. Phys. (4) **35**, 628, 1911.

die beiden Linien R_2 und R_1 in einem longitudinalen oder transversalen Felde in Tripletts oder in Quadrupletts zerlegt werden, je nachdem die optische Achse parallel bezw. normal zur Feldrichtung steht. Es sei $d\lambda$ der gegenseitige Abstand der Mitten der äußersten Komponenten, also die Gesamtaufspaltung; nach den an einem Triplett und an einem Quadruplett ausgeführten Messungen ist nicht an der Proportionalität zwischen $d\lambda$ und der Feldstärke zu zweifeln, wenigstens nicht in erster Annäherung. Für das ordentliche Spektrum im Falle III ergaben Messungen der Gesamtaufspaltung in einem Felde von 46 Kilogauß bei -180^0 folgende, auf 50 Kilogauß reduzierte Werte:
für $R_2 \to d\lambda = 0{,}67\ \mu\mu$; für $R_1 \to d\lambda = 0{,}70\ \mu\mu$.

Der direkt gemessene Abstand war für R_2 gleich dem Abstand der Linien D_1 und D_2 voneinander und fast gleich der Hälfte des gegenseitigen Abstandes zwischen R_1 und R_2 selbst. Wirkungen von dieser Größenordnung sind in guten Prismenspektroskopen zu sehen; der Autokollimationsapparat mit hoher Dispersion, den wir konstruiert haben, zeigt unter diesen Verhältnissen die Quadrupletts sehr schön. In dem Intervall von -180^0 bis $+300^0$ schien den Zeemaneffekt, an der Knickung gemessen, bei der Erwärmung des Rubins, wenigstens für die Bande R_1, abzunehmen. Es sei erwähnt, daß die diamagnetische Suszeptibilität im allgemeinen ebensowenig von der Temperatur unabhängig ist, wie trotzdem oft angenommen worden ist.

Wir haben die Banden innerhalb eines sehr ausgedehnten Temperaturbereiches beobachten können. Bei der Erwärmung des Rubins erschien zwischen den Banden R_2 und R_1 in der Gegend von 300^0 ein Halbschatten; oberhalb 350^0 unterscheidet man nunmehr eine einzige Bande. Die Farbe verblaßt mehr und mehr, und bei ungefähr 400^0 entfärbt sich der Stein und wird grünlich grau.

Paramagnetische Folge der seltenen Erden.

Im Jahre 1899 habe ich die merkwürdigen paramagnetischen Eigenschaften dieser Stoffe geschildert, und habe die Wahrscheinlichkeit betont, daß die magnetooptischen Erscheinungen in diesen Körpern angesichts ihrer starken selektiven Absorption neue charakteristische Eigentümlichkeiten aufweisen würden[1]).

Erst im Jahre 1906 konnten die längst geplanten Versuche in meinem Laboratorium wieder aufgenommen werden. Herr Elias fand in der Tat beim Erbiumchlorür eine charakteristische Dispersionskurve für die magnetische Rotationsdispersion im Innern und in der Umgebung einer Absorptionsbande.

Die chemische Erforschung der seltenen Erden hat bedeutende Fortschritte gemacht. Bei ihrer Trennung benutzt Herr Urbain ihre paramagnetischen Eigenschaften als Kriterium für die Reinheit, ein Verfahren, das ich bereits im Jahre 1899 empfohlen hatte. Dieser magnetochemischen Analyse verdankt man neuerdings sogar die Entdeckung des Celtiums[1]). Nach den neuesten Angaben scheint diese Reihe folgende Metalle, nach steigendem Atomgewicht von 140 bis 175 geordnet, zu enthalten:

1. Ceriterden: Cer, Praseodym, Neodym, Samarium.

2. Terbinerden: Europium, Gadolinium, Terbium.

3. Erbinerden: Dysprosium, Holmium, Erbium, Thulium.

4. Ytterbinerden: Ytterbium, Lutetium, Celtium.

Ihre Verbindungen sind stark paramagnetisch, und haben wahrscheinlich ein Maximum beim Dysprosium oder beim Holmium. Die Absorptionsspektren der gesperrt gedruckten Metalle zeigen in hohem Maße selektive Eigenschaften. Wir haben besonders Verbindungen dreier Ceritmetalle untersucht, nämlich von *Pr, Nd, Sm*, wie sie schon 1899 benutzt worden sind. Außer dem Erbium, das von dem verstorbenen Herrn Cleve stammt, haben wir auch Salze untersucht, die wir der Liebenswürdigkeit des Herrn K. Hofmann verdanken.

Die Abkühlung in flüssiger Luft ruft bei den Neodymsalzen eine Trennung der Banden hervor und macht sie klarer. Beim Doppelsulfat des Erbiums und des Yttriums und beim Nitrat des Erbiums läßt sie häufig neue Banden erscheinen. Der Einfluß auf Bastnäsit und Hussakit ist schwach. Diese Verbindungen, zumal die Nitrate, haben uns zahlreiche Beobachtungen der oben erwähnten typischen Zeemaneffekte geliefert, und diese schienen sich in den verschiedenen Spektralgebieten auf die mannigfaltigste Weise miteinander zu verschmelzen. Vor allen Dingen bei den Erbiumverbindungen war es schwierig, die äußerst verwickelte Wirkung des Feldes zu entziffern. Trotzdem ist es uns durch wiederholte Beobachtung während des sehr langsamen Verschwindens des durch den großen Elektromagnet erregten Feldes gelungen. Wir haben auch mehrere Spektren bei drei

1) H. du Bois und O. Liebknecht, Ann. d. Phys. (4) 1, 196, 1900. — H. du Bois, Rapp. Congr. de Phys. 2, 499, Paris 1900. — Ann. d. Phys. (4) 7, 944, 1902.

1) H. du Bois und O. Liebknecht, a. a. O. — G. Urbain, C. R. **146**, 406, 1908; **150**, 913, 1910. — Chem. Zeitg. **35**, 161, 1911. — R. J. Meyer, Zeitschr. f. Elektrochemie **17**, 633, 1911.

Werten der Feldstärke photographiert. Auf diese Weise gelingt es häufig, die auf die verwickelste Weise verzwickten Zeemaneffekte zu entwirren. Wir haben in flüssiger Luft folgende Verbindungen untersucht:

Praseodym: Achtfach hydriertes Sulfat; Plättchen mit den Achsen.

Neodym: Achtfach hydriertes Sulfat; erste Halbierungslinie vertikal. Amorphes und sechsfach hydriertes Nitrat; die roten Linien 676,6 $\mu\mu$ und 677,2 $\mu\mu$ liefern in einem longitudinalen Felde Dupletts, deren Trennungen, auf 50 Kilogauß reduziert, 1,0 $\mu\mu$ und 1,1 $\mu\mu$ betragen. Doppelnitrate von Magnesium, Mangan, Nickel (hexagonal), Bastnäsit (Fluorkarbonat), Turnerit (Phosphat).

Samarium: Achtfach hydriertes Sulfat.

Erbium: Hussakit (Sulfatophosphat). Doppelsulfat des Yttriums. Sechsfach hydriertes Nitrat; weist eine große Anzahl sehr feiner Linien und die verschiedenartigsten Zeemaneffekte auf; die rote Linie 648 $\mu\mu$ liefert ein Quadruplett mit einer Trennung von 1,2 $\mu\mu$ bei 50 Kilogauß. Das Sextuplett der Bande 539,7 $\mu\mu$ ist wahrscheinlich einem andern Element (Holmium, Dysprosium) zuzuschreiben. Doppelnitrat des Magnesiums. Erbiumborax und Erbiumglas. Herr K. Hofmann hat das Spektrum des diffusen Reflexes beschrieben, den man an Erbiumoxyd verschiedener Herstellungsart erhält; es weist sehr feine Absorptionslinien auf, die aber nicht fein genug sind, um einen Zeemaneffekt feststellen zu können; da eine Abkühlung auf die Linien dieser Art nur sehr wenig einwirkt, haben wir an dem Oxyd, das uns Herr Hofmann freundlichst geliefert hat, bei — 180° kein Phänomen feststellen können.

Paramagnetische Folge des Urans. (Th, Rd, U.)

Das Doppelsulfat von Kalium und Uranyl, ebenso wie das Uranylnitrat zeigt bei — 180° sehr feine blaue Linien; der Zeemaneffekt konnte ebensowenig wie bei mehreren Uranitproben mit Sicherheit festgestellt werden. Dagegen wies ein tetragonaler grünlicher Zirkon (Hyazinth), der durch Uran in sehr verdünnter Lösung gefärbt war, in flüssiger Luft zwei rote Banden auf, die durch das Feld deutlich verbreitert wurden.

II. Emissionsbanden.

Wärmeemission.

Schon bei seinen ersten Untersuchungen hatte Herr Zeeman selbst vergeblich versucht, an der selektiven rein thermischen Strahlung des erhitzten Erbiums einen Effekt festzustellen. Dieses negative Ergebnis steht im Einklang mit meiner eben gemachten Bemerkung über die Absorptionsbanden dieses Oxydes, die mit den Emissionsbanden durch das Kirchhoffsche Gesetz verbunden sind, wie es übrigens auch durch die Versuche des Herrn Hofmann bestätigt wird. Es ist keineswegs wahrscheinlich, daß sich andere seltene Erden anders verhalten.

Fluoreszenz.

Eine glückliche spezifische Eigenschaft des Rubins erhöht seine hervorragende Bedeutung für derartige Untersuchungen. Der Glanz des Edelsteines ist zum Teil die Folge seiner Fluoreszenz, wie von Du Fay, E. Becquerel, Crookes, Lecoq de Boisbaudran und anderen Forschern erkannt worden ist.

Die Fluoreszenzlinien R_2 und R_1 verhalten sich in magnetischer Hinsicht durchaus wie die Absorptionslinien in den fünf Hauptkonfigurationen.

Außer den Hauptlinien R_2 und R_1 weisen das ordentliche und das außerordentliche durch sehr helles Sonnenlicht erregte Fluoreszenzspektrum im Rot viele andere Einzelheiten auf. Bei — 190° sieht man auf der gelben Seite nichts; von R_2 und R_1 an finden sich nach Rot zu ein schwaches Linienpaar 697,8 $\mu\mu$ und 698,5 $\mu\mu$, sowie eines 700,6 $\mu\mu$ und 703,6 $\mu\mu$, neben vielen feinen Linien und Linienbündeln. Bei 18° und 225° verschieben sich sämtliche Linien nach Rot zu und werden breiter, und man beobachtet neue Banden auf der gelben Seite. Relative Verschiebungen zwischen den verschiedenen Fluoreszenz- und Absorptionsspektren konnten mit den uns zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln durch Messung nicht festgestellt werden.

Die Fluoreszenz ist partiell polarisiert, wie übrigens bei vielen Kristallen; das ordentliche Spektrum überwiegt im allgemeinen, ohne dermaßen stärker zu sein wie bei der Absorption. Der Einfluß der Temperatur ist gleichfalls vollkommen analog; nach den Ergebnissen der Messung kann man sagen, daß einer Temperaturdifferenz von 10° eine Verschiebung von der Größenordnung einer Ångströmeinheit entspricht; das muß man bei Erregung mit konvergentem Licht berücksichtigen. Oberhalb 350° verblaßt die Fluoreszenzbande, und oberhalb 435° konnte sie in keinem Falle beobachtet werden; das entspricht der Entfärbung des Steines.

Die innige Beziehung, die offenbar zwischen den beiden Erscheinungsgruppen besteht, sei näher erörtert. Unter sonst gleichen Verhältnissen erschienen die Fluoreszenzlinien oder deren Komponenten stets breiter als die durch Absorption hervorgerufenen, zuweilen mindestens doppelt so breit. Es handelt sich hierbei wahrscheinlich nur um eine optische Täuschung,

hervorgerufen durch eine Art Irradiation, welche die helleren Teile des Spektrums auf die dunklen Gebiete übergreifen läßt. Bekanntlich ist das Aussehen und besonders die Breite einer Bande schwer zu definieren. Herr Michelson definiert als „Breite" der Intensitätsverteilungskurve den Abstand der Halbordinaten von der Maximumordinate. Die sichtbare Breite erstreckt sich weiter. Man könnte daran denken, zur Bestimmung dieser Kurve Interferenzmethoden zu benutzen, wie sie von Michelson, Perot und Fabry, Hamy, Lummer und Gehrcke entwickelt worden sind. Eine gründliche Untersuchung der Verteilung müßte folgenden Einflüssen Rechnung tragen: 1. Gehalt der Lösung an $Cr_2 O_3$; 2. der Erregung ausgesetzte Schichtdicke; 3. Temperatur; 4. Intensität, Richtung, Polarisation, Wellenlänge der erregenden Strahlen.

Wir haben den Versuch so anordnen können, daß wir drei Spektren übereinanderlagerten[1]), nämlich: 1. das Fluoreszenzspektrum, 2. das Absorptionsspektrum, 3. das Spektrum der absorbierten Fluoreszenz. Im allgemeinen zeigt das erste Fluoreszenzspektrum mehr Linien; aber man kann annehmen, daß man bei genügender Absorption dahin gelangen würde, im Absorptionsspektrum durchaus das Analoge zu finden. Abgesehen von der Frage dieser mehr oder minder vollständigen Umkehrung haben wir im dritten Spektrum unter gewissen Bedingungen die „Selbstumkehrung" der Linien R_2 und R_1 beobachtet, ein Phänomen analog dem bekannten Effekt bei gefärbten Flammen bei verschiedener Temperatur. Bei zwei Rubinen dürfen hingegen die Temperaturen gerade nicht zu verschieden sein, damit der dunkle Kern der Bande seine symmetrische Mittellage beibehält.

Die theoretischen Bedingungen für das Auftreten dieses Effektes sind sehr einfach.

Es muß mehr als die Hälfte der Energie absorbiert werden, damit die Selbstumkehrung erfolgt. Diese Effekte lassen sich leicht durch Kurven veranschaulichen.

Phosphoreszenz.

Der Freundlichkeit des Herrn von Kowalski verdanken wir Proben seiner interessanten phosgenen Stoffe, das sind feste Lösungen von Schwefelverbindungen des Neodyms, des Samariums und des Erbiums in Schwefelverbindungen der Erdalkalien. Leider bleibt die Breite ihrer Phosphoreszenzbanden, selbst in flüssiger Luft, von der Größenordnung von 1 $\mu\mu$ oder mehr; da ihr Glanz nur sehr schwach ist, kann man nicht daran denken, einen Einfluß des Feldes auf das Gitterspektrum festzustellen. Herr von Kowalski hatte die Liebenswürdigkeit, mir seine Beobachtungen am Rubin mitzuteilen, nach denen dieser nur eine Verzögerung von der Größenordnung einer zehntausendstel Sekunde aufweist, aber ohne jegliche sogenannte progressive Phosphoreszenz.

III. Sekundäreffekte.

Bekanntlich hat der direkte Zeemaneffekt im eigentlichen Sinne verschiedenen Physikern Anlaß zu vereinfachten eleganten Vorlesungsversuchen gegeben, bei denen vom Gebrauch von Gittern Abstand genommen wird. Wir haben gedacht, daß dies auch bei den Kristallen, zumal bei den Rubinen, geschehen könnte, trotz der Komplikationen, die ihre natürliche Anisotropie gegenüber gefärbten Flammen, deren versteinertes Analogon sie in gewissem Sinne darstellen, mit sich bringt.

Transversaler Cotton-König-Effekt.

Nach mehreren fruchtlosen Versuchen haben wir mit zwei Rubinen die schönen Versuche mit zwei Flammen nachahmen können, die im Jahre 1897 die Herren Cotton und Walter König unabhängig voneinander veröffentlicht haben. Ein Rubin wurde mit vertikaler Achse in den kryomagnetischen Apparat gebracht; er wurde durch den 0,6 mm breiten Spalt des einen Polschuhes hindurch erregt, und die Fluoreszenz konnte in transversaler Richtung beobachtet werden. Durch einen andern Rubin, dessen Achse gleichfalls vertikal war, und dessen Dicke 7 mm, also mehr als das Zehnfache der fluoreszierenden Schicht, betrug, ließen wir absorbieren. Da das erregende Licht nicht durchgesiebt war, entsteht durch diffuse Reflexe viel „falsches weißes Licht" in transversaler Richtung; man muß deshalb durch ein rotes Filter oder ein kleines Taschenspektroskop beobachten.

Bei der Temperatur der flüssigen Luft ruft der Strom die erwartete Aufhellung hervor.

Herr Cotton hat gezeigt, daß man die absorbierende Flamme gleichfalls in das Feld bringen kann. Auf diese Weise haben wir den Effekt nicht mit Sicherheit sehen können. Der Erfolg hängt von den Abmessungen der Rubine ab, die man nicht so leicht regulieren kann wie die der Flammen. Aus demselben Grunde haben wir darauf verzichtet, den longitudinalen Cottoneffekt nachzuahmen, obgleich wir keineswegs an der Möglichkeit zweifeln, ihn ebenfalls zu verwirklichen.

1) Siehe die Tabelle 4 und die farbigen Spektren in Ann. d. Phys. (4) **35**, 628, 1911.

Longitudinaler Righieffekt.

Wir haben ein dünnes Rubinplättchen so angeordnet, daß die optische Achse zur Feldrichtung und zu den Strahlen parallel war. Zwischen zwei Nicols erhält man wegen der akzidentellen Doppelbrechung, welche leider sämtliche untersuchte Rubine längs ihrer Achse zeigten, nur eine sehr unvollkommene Auslöschung. Man kreuzt den Polarisator und den Analysator und dreht sie zusammen in den Azimut bester Auslöschung; man muß zum mindesten das „falsche" Licht so viel wie möglich ausschalten, indem man durch einen einfachen geradsichtigen Monochromator[1]) hindurch beleuchtet, der nur die Wellenlängen zwischen etwa 690 $\mu\mu$ und 695 $\mu\mu$ liefert. Man beobachtet den Analysator durch ein Rotfilter (beispielsweise Wratten and Wainwright *a*), oder bei Bedarf durch ein kleines Taschenspektroskop.

Bei der Temperatur der flüssigen Luft hellt sich der Analysator lebhaft auf, wenn man den Strom einschaltet. Der Versuch ist bei einem Felde von 45 Kilogauß glänzend und gelingt bereits bei 5 Kilogauß.

Bekanntlich superponiert sich dem Righieffekt stets der Effekt von Macaluso und Corbino; aber die sehr starke Elliptizität verschleiert vollkommen jeden Rotationseffekt des Rubins, der übrigens im dem Intervall von 690 $\mu\mu$ bis 695 $\mu\mu$ vermutlich sehr veränderlich sein dürfte (siehe weiter unten).

Der transversale Righieffekt ist wegen der natürlichen Polarisation nach der Methode von Cotton und Preston offenbar unmöglich zu realisieren.

Der Effekt der partiellen Polarisation und der Effekt der orientierten Emission schließlich, die von den Herren Egoroff und Georgiewsky, Lorentz und Corbino untersucht worden sind, eignen sich weniger gut für Kristalle. Da die Fluoreszenz des Rubins partiell polarisiert ist, und sogar sehr stark, so erschwert sie die Feststellung eines, vermutlich schwächeren, übergelagerten analogen Effektes im Felde.

IV. Rotationspolarisation.

Unter den Phänomenen, die unmittelbar mit dem Zeemaneffekt zusammenhängen, ist dies das wichtigste. Bereits im Jahre 1898 sind durch die verschiedenen Versuche der Herren Macaluso und Corbino, Righi, H. Becquerel, Hallo, Wood, Geiger, Zeeman die Haupttatsachen für absorbierende Dämpfe festgestellt worden. Später untersuchten Cotton, Siertsema, Drepper, Schmauß mehrere selektive Flüssigkeiten. Auf meine Anregung hin dehnte der letztgenannte Physiker seine Untersuchungen auf flüssigen Sauerstoff und auf Lösungen seltener Erden aus[1]). Er bediente sich dabei allerdings einer unzuverlässigen Methode, die dann von den Herren Bates und Wood kritisiert worden ist. Es ist in solchen Fällen immer schwer, zu beurteilen, wie weit die Ergebnisse angreifbar sind. Schließlich hat im Jahre 1906 Herr Elias diese Untersuchungen in meinem Laboratorium wieder aufgenommen[2]), und zwar mit vervollkommneten Apparaten, die wohl das Höchste an Zuverlässigkeit und Genauigkeit darstellen, was man heutzutage erreichen kann.

Versuchsanordnung.

Die einfache direkte Methode eines „Halbschattenapparates" mit monochromatischem Licht bietet die geringste Wahrscheinlichkeit für Fehler. Das Licht der Sonne oder des Bogens wurde durch den oben erwähnten Monochromator mit Autokollimation filtriert. Bei einer Dispersion von 25° und einem Auflösungsvermögen von 65000 erhielt man eine Homogenität von der Größenordnung einer Ångström-Einheit.

Zur Messung der Drehung dienten Lippichsche Prismen, die in die Polschuhe eingelassen waren, um das Optimum der Helligkeit zu erhalten. Länge des Strahlenganges: 5 bis 13 mm; Feldstärke 8 bis 28 Kilogauß.

Zur Vervollständigung dieser Messungen bestimmte Herr Elias die Kurve der Absorption als Funktion der Wellenlänge nach einer photometrischen Methode unter Benutzung eines Lummer-Brodhunschen Würfels.

Allgemeine Ergebnisse.

Die Vergleichung der Kurven für die Drehung und für die Absorption als Funktion der Wellenlänge lehrte, daß jeder Bande Anomalien entsprechen, und zwar oft sehr starke. Ihr Typus ist sehr verschieden und zeigt sehr verwickelte Formen. In vielen Fällen kann man den sogenannten Drudeschen Typus feststellen, oder vielmehr ein Aussehen, das sich aus der Übereinanderlagerung ähnlicher Typen ergibt; zuweilen verstärkten sich die Anomalien durch Konzentration oder durch Abkühlung des absorbierenden Körpers. Der sogenannte Voigtsche Typus fand sich nur in einigen besonderen Fällen teilweise verwirklicht. Diese Typen unterscheiden sich durch den Charakter der Scheitelwerte

1) H. du Bois, Zeitschr. f. Instrkde. **31**, 1, 1911.

1) A. Schmauß, Ann. d. Phys. (4) **2**, 280, 1900; **8**, 842, 1902; **10**, 853, 1903.

2) G. J. Elias, diese Zeitschr. **7**, 931, 1906; **9**, 355, 1908. — Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 869, 1908; **11**, 207, 1909. — Phil. Mag. (6) **15**, 538, 1908. — Diss. Utrecht 1909. — Ann. d. Phys. (4) **35**, 299, 1911.

der Drehung in bezug auf das Maximum der Absorption.

Der Säuregrad und die Konzentration beeinflussen die relativen Ordinaten der Absorption und der Drehung. Bei der letztgenannten bleiben die Abszissen, das heißt die Lagen der Maxima und Minima, dieselben; die Vergrößerung dieser beiden unabhängigen Variabeln wirkt im allgemeinen in demselben Sinne. Bekanntlich üben auch die Natur des Anions und der Dissoziationsgrad einen Einfluß aus.

Die Temperaturerniedrigung wirkt auf die Absorption in der oben erwähnten Weise. Die Drehung und deren Anomalien nehmen sehr zu; diese letzteren oft im umgekehrten Verhältnis der absoluten Temperatur.

Die Länge des Strahlenganges: Die Absorption folgt dem bekannten Exponentialgesetz innerhalb der, übrigens ziemlich großen, Versuchsfehler. Besondere Versuche haben gezeigt, daß die Drehung der Länge des Strahlenganges, wenigstens auf 2 v. H. genau, proportional bleibt.

Feldstärke: Die Drehung bleibt außerhalb der Banden der Feldstärke gleichfalls proportional; in der Umgegend der Anomalien entfernt sie sich aber höchstwahrscheinlich von der Proportionalität. Die genaue Funktion bleibt noch zu bestimmen.

Besondere Fälle.

Der besondere Teil der Untersuchungen des Herrn Elias umfaßt folgende Stoffe:

Paramagnetische Folge des Sauerstoffs.

Es mußte die Drehung in flüssiger Luft als Korrektionsmessung bestimmt werden. Die Anomalien wurden mit Sicherheit erkannt, obschon sie sehr klein sind. Sie würden die Berechnung des Effektes für flüssigen Sauerstoff gestatten. Schmauß hatte solche bereits bei dieser Substanz gefunden; er hatte aber den Kern der Banden selbst nicht durchdringen können, und seine Zahlenangaben sind mit Vorsicht zu betrachten.

Paramagnetische Folge des Eisens.

Keines der vorgenannten Chromsalze konnte untersucht werden; die Banden liegen zu weit im Rot, wo die Helligkeit und die Dispersion zu schwach für derartige Messungen werden. Übrigens kann man an der Existenz von Anomalien nicht zweifeln. Wegen der Doppelbrechung, selbst in der Richtung der Achse, konnte die Drehung des Rubins nicht gemessen werden. Sehr deutliche Anomalien aber wurden am Kaliumpermanganat und am Kobaltchlorür festgestellt.

Paramagnetische Folge der seltenen Erden.

Die wässerigen Lösungen der Nitrate von *Pr, Nd, Sm* und *Er* zeigen gewaltige Anomalien, ebenso die amorphen Nitrate, das Didymglas, das Doppelnitrat von *Nd* und *Mn*. Diese letzteren festen Stoffe wurden ebenfalls bei der Temperatur der flüssigen Luft untersucht.

Paramagnetische Folge des Urans.

Das dunkelgrüne Uranglas endlich zeigt eine anomale Dispersion der positiven Drehung bei 18^0, während bei -180^0 die Drehung negativ ist und die Anomalien sich mehr ausprägen.

V. Transversale Doppelbrechung.

Nach seiner grundlegenden magnetooptischen Entdeckung hatte sich Faraday vergeblich bemüht, ebenfalls einen zu den Kraftlinien senkrechten Effekt zu finden. Die Symmetrieverhältnisse des Feldes führen zu der Vermutung, daß es sich nur um magnetische Doppelbrechung oder magnetischen Dichroismus handeln kann. Seither haben zahlreiche Physiker sich eifrig mit dieser Frage beschäftigt[1]). Cornu und Potier, Kundt, Brace[2]), de Metz, Cotton, Voigt haben ohne Erfolg schweres Flintglas und andere durchsichtige Stoffe untersucht.

An kolloidalen Suspensionen, zum Beispiel am Bravaiseisen, hat Kerr schon im Jahre 1901 ein positives Ergebnis erhalten. Unabhängig hiervon entdeckte 1902 Majorana den nach ihm benannten Effekt. Später untersuchten Ewell, Schmauß, Denning, Cotton und Mouton, Meslin dessen Einzelheiten.

Gewisse nichtkolloidale und nichtselektive organische Flüssigkeiten lieferten den Herren Cotton und Mouton im Jahre 1907 positive Ergebnisse von großem Interesse.

Schließlich wurde im Gebiete der selektiv absorbierenden Stoffe im Jahre 1898 die Natriumflamme von den Herren Voigt und Wiechert, sowie von Herrn Cotton erfolgreich untersucht. Die Untersuchungen dieser Art wurden von den Herren Zeeman und Geest fortgesetzt. In allen diesen Fällen ist der Effekt auf die unmittelbare Nachbarschaft der Linien beschränkt, an denen man eine Verschiebung des Streifens im Kompensator feststellen kann.

Die Theorie dieser Erscheinungen ist besonders von Goldhammer, Natanson, Langevin und Voigt untersucht worden. Nach Ansicht des letztgenannten Forschers muß die Doppelbrechung in allen Fällen vorhanden sein,

1) A. Cotton et H. Mouton, Ann. de Chim. et de Phys. (8) **11**, 145, 289, 1907; **19**, 153, 1910, geben eine historische Darstellung.

2) D. B. Brace, Phil. Mag. (5) **44**, 342, 1897.

wenn sie auch häufig so schwach ist, daß sie sich der Beobachtung entzieht.

Die vorstehenden Untersuchungen gestatten keinen Schluß auf die Lösungen seltener Erden. Deshalb hat Herr Elias diese Frage angefaßt[1]). Er bediente sich der einfachen Methode der gekreuzten Nicols unter 45° gegen die horizontale Feldrichtung unter Zwischenschaltung eines Viertelwellenlängenglimmerblättchens. Es wurde an einer konzentrierten Lösung von Erbiumnitrat bei Zimmertemperatur mit einem Gehalt von 0,560 Gramm Er_2O_3 auf das Kubikzentimeter eine positive transversale Doppelbrechung festgestellt. Diese erstreckte sich über das ganze Spektrum und nahm nach dem Blau hin zu. In der Umgebung der Banden zeigten sich Anomalien von der Größenordnung von 20 v. H. Eine dreimal weniger konzentrierte Lösung gestattete die Beobachtung in den Banden selbst; hier erwies sich der Effekt als schwach und von derselben Größenordnung wie im übrigen Teile des Spektrums.

Die Phasendifferenz erreichte bis zu etwa 2° und erwies sich, wenigstens in erster Annäherung, als proportional dem Quadrate der Feldstärke. Es war kein magnetischer Dichroismus zu beobachten. Bei konzentrierten Lösungen von Neodym- und Mangannitraten, wie auch von Eisenchlorid war der Effekt unmerklich; er erreichte sicherlich nicht 10 v. H. seines Wertes beim Erbiumnitrat.

Zur Vervollständigung seiner Versuche bestimmte Herr Elias auch die Kurve der gewöhnlichen Dispersion nach einer einfachen spektrometrischen Methode mit Flüssigkeitsprisma. Mangels einer genügenden Menge Erbiumsalz mußte dies für eine Lösung von Neodymnitrat mit einem Gehalt von etwa 20 v. H. bestimmt werden. Im Gelb betrug der mittlere Index $n = 1{,}375$; die sehr schwachen Anomalien waren von der Größenordnung $\delta n = 0{,}0001$.

1) G. J. Elias, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 955, 1910.

(Nach einem gekürzten Sonderabdruck aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Dezember 1911.)

Tagesereignisse.

Adolf Salomonsohn-Stiftung. Aus der Adolf Salomonsohn-Stiftung, welche den Zweck hat „Beihilfen zu gewähren behufs Förderung wichtiger Arbeiten auf den Gebieten der Naturwissenschaften (einschließlich Biologie und Medizin) durch hervorragend tüchtige Kräfte, denen für die längere Dauer der Forschung genügende Mittel nicht zur Verfügung stehen" sind stiftungsgemäß bis zu 2250 M. zur Verwendung verfügbar.

Bewerbungen sind bis zum 1. März 1912 schriftlich an den Ministerialdirektor Dr. Schmidt in Berlin, Wilhelmstraße 68 mit der Aufschrift Adolf Salomonsohn-Stiftungssache zu richten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Lehramtskandidat für Mathematik und Physik Dr. Ludwig Weickmann zum Kustos der Meteorologischen Zentralstation in München, der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physikalische Chemie und Elektrochemie in Berlin-Dahlem Professor Dr. Fritz Haber zum ord. Honorarprofessor an der Universität Berlin, der Professor der Chemie an der Universität Caen Louise zum Honorarprofessor an derselben Hochschule, der Assistant Professor für Chemie am Imperial College of Science and Technology in London Gisbert T. Morgan zum Professor für Chemie am Royal College of Science for Ireland in Dublin (an Stelle von Sir Walter Noel Hartley), der Maitre de Conférences an der Universität Grenoble Flusin zum ord. Professor für Elektrochemie und Elektrometallurgie ebenda, der ord. Professor der Elektrochemie an der Technischen Hochschule Dresden Geheimer Hofrat Dr. Fritz Foerster zum ord. Professor der anorganischen Chemie ebenda.

Berufen: Der o. Professor der allgemeinen Chemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. Richard Willstätter an das Kaiser-Wilhelms-Institut für Chemie in Berlin und zum ord. Honorarprofessor an der Universität Berlin der o. Professor der Pharmazie und angewandten Chemie an der Universität Erlangen Dr. Karl Paal zum ord. Professor der angewandten Chemie an der Universität Leipzig, der etatsmäßige Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Wilhelm Kutta in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Stuttgart.

Jubiläum: Am 12. Januar 1912 feierte Geheimrat Professor Dr. Wilhelm Hittorf in Münster unter großer Beteiligung, namentlich seitens der Universität, in geistiger und körperlicher Frische sein 60jähriges Professorenjubiläum.

Ehrungen: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Bonn Geh. Regierungsrat Dr. Heinrich Kayser, der Astronom Dr. J. O. Backlund (Pulkowa), der Professor der Mineralogie Dr. H. von Groth (München), der Chemiker Jos. Achille Le Belle (Paris) wurden zu Mitgliedern der Royal Society in London gewählt.

Gestorben: Der em. Professor der Geodäsie an der Universität von Kalifornien Dr. George Davidson, der emer. etatsmäßige Professor der Chemie von der Technischen Hochschule Hannover Geh. Rat Dr. phil. und Dr.-Ing. Karl Kraut, der frühere Professor für Mechanik und Maschinenlehre an der Bergakademie Freiberg i. S. Geh. Bergrat Dr. Hermann Undeutsch.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have others